

SÉRIE A, N° 1800

N° D'ORDRE :

2666

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean SAVORNIN

Agrégé de l'Université
Boursier de Recherches

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DE LA DIFFRACTION ÉLOIGNÉE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1938 devant la Commission d'examen.

- 5 JUIL. 1938

MM. A. COTTON *Président.*

G. BRUHAT } *Examineurs.*

F. CROZE }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1938

SÉRIE A, N° 1800

N° D'ORDRE :

2666

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean SAVORNIN

Agrégé de l'Université
Boursier de Recherches

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DE LA DIFFRACTION ÉLOIGNÉE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1938** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON *Président.*

G. BRUHAT } *Examineurs.*
F. CROZE }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires.</i>	H. LEBESGUE.	BLAISE.	G. BERTRAND.
	A. FERNBACH.	DANGEARD.	ABRAHAM.
	Émile PICARD.	LESPIEAU.	Ch. FABRY.
	Léon BRILLOUIN.	MARCHIS.	Léon BERTRAND.
	GUILLET.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	PÉCHARD.	PORTIER.	DUBOSQ.
	FREUNDLER.	MOLLIARD.	BOHN.
	AUGER.	LAPICQUE.	

PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	I Zoologie (Évolution des êtres organisés).	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organique.
G. URBAIN.....	I Chimie générale.	H. BÉGHIN.....	I Mécanique physique et expérimentale.
Émile BOREL.....	I Calcul des probabilités et Physique mathématique.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Jean PERRIN.....	I Chimie physique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
E. CARTAN.....	I Géométrie supérieure.	De BROGLIE.....	I Théories physiques.
A. COTTON.....	I Recherches physiques.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
J. DRACH.....	I Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	P. JOB.....	Chimie générale.
Charles PÉREZ....	I Zoologie.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
E. RABAUD.....	I Biologie expérimentale.	PRENANT.....	I Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	I Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBES.....	I Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	I Botanique.	GARNIER.....	I Mathématiques générales.
G. JULIA.....	I Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides.
G. MAUGUIN.....	I Minéralogie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. B.).
A. MICHEL-LÉVY..	I Pétrographie.	LAUGIER.....	I Physiologie générale.
H. BÉNARD.....	I Mécanique expérimentale des fluides.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
A. DENJOY.....	I Application de l'analyse à la Géométrie.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	I Géographie physique et géologie dynamique.	G. RIBAUD.....	I Hautes températures.
Eugène BLOCH....	I Physique.	CHAZY.....	I Mécanique rationnelle.
G. BRUHAT.....	I Physique théorique et physique céleste.	G. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	I Enseignement de Physique.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DEBIERNE.....	I Physique Générale et Radioactivité.	DUPONT.....	I Théories chimiques.
A. DUFOUR.....	I Physique. (P. C. B.).	LANQUINE.....	I Géologie structurale et géologie appliquée.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
A. GUILLIERMOND.	I Botanique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
ROBERT-LÉVY.....	I Physiologie comparée.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	VAVON.....	Chimie organique.
Henri VILLAT....	I Mécanique des fluides et applications.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
Ch. JACOB.....	I Géologie.	CHATTON.....	I Biologie maritime.
P. PASCAL.....	I Chimie minérale.	AUBEL.....	Chimie biologique.
M. FRÉCHET.....	I Calcul différentiel et Calcul intégral.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
E. ESCLANGON....	I Astronomie.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
		PLANTÉFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A MONSIEUR A. COTTON

Membre de l'Institut

A MONSIEUR F. WOLFERS

Professeur à l'Université d'Alger

Hommage de profonde reconnaissance.

A MES PARENTS

A MA FEMME

E R R A T A

- Fig. 41 Lig. 14 Suppr: Comme l'indique la fig.
- 47 - 22 au lieu de: façon est elle
lire fente est elle
- 75 Les clichés des fig. 27 & 32 sont intervertis: la fig. 27 est page 92
- 78 Lig. 19 au lieu de XOZ, lire XOY
- 88 Formule 10 au lieu de ψ lire: χ
- 92 Fig. 32: le cliché est celui de la fig. 27. La fig. 32 est p. 75.
- 101 lig. 27, au lieu de: 660, lire: 540
- 122 lig. 11 au lieu de: lumière polarisée
lire: Lumière parasite polarisée
- 127 lig. 11 au lieu de: Or, l'écran qui se rapproche... pour $D = -10^\circ$
lire: Or, les écrans qui se rapprochent le plus du coin parfait de 16° donnent $|\rho| \leq 4^\circ$, 1 pour $D = -10^\circ$.

ÉTUDE DE LA DIFFRACTION ÉLOIGNÉE

Par JEAN SAVORNIN

Agrégé de l'Université, Boursier de Recherches,
Assistant à l'Université d'Alger.

INTRODUCTION

La diffraction éloignée n'a suscité jusqu'ici que de rares travaux expérimentaux, dont la comparaison avec la théorie se révélait peu satisfaisante. Une étude plus approfondie de la question présentait un intérêt nouveau depuis la découverte par M. F. Wolfers des franges supplémentaires de diffraction [52], cf. [53] ⁽¹⁾.

J'ai donc entrepris des recherches systématiques sur la lumière diffractée par le bord rectiligne bien aiguisé d'un écran métallique. Les progrès réalisés au cours de ces dernières années dans la préparation industrielle des lames de rasoir en acier ont mis à ma disposition des écrans de forme géométrique parfaite, qui présentent en outre l'avantage d'être à peu près identiques d'un échantillon à l'autre.

Après un Historique consacré à l'étude des publications antérieures, la première partie de cet exposé décrit les méthodes et les appareils utilisés dans mes recherches et résume mes résultats expérimentaux; ceux-ci ont nécessité l'étude d'une cinquantaine d'écrans différents.

⁽¹⁾ Les nombres placés entre crochets renvoient à l'Index bibliographique placé à la fin du Mémoire.

Dans une seconde partie, j'ai résumé les différentes théories en présence, et recherché dans quelle mesure elles permettent d'interpréter les résultats de l'expérience.

L'étude qui fait l'objet du présent Mémoire a été effectuée au Laboratoire de Physique générale de l'Université d'Alger. C'est pour moi une joie que d'exprimer ici toute ma gratitude à M. le professeur F. Wolfers, pour l'intérêt bienveillant qu'il n'a cessé de me témoigner et pour les conseils éclairés qu'il m'a prodigués. Ma reconnaissance va également à M. le professeur Jean Mendousse, dont les entretiens m'ont toujours été très profitables.

Les difficultés d'ordre mécanique ont été résolues avec la collaboration de M. P. Guibal, mécanicien du Laboratoire, dont l'habileté m'a été un précieux appoint.

J'adresse enfin tous mes remerciements au Conseil d'Administration de la Caisse Nationale des Sciences pour son aide matérielle, qui m'a permis de mener à bien ce travail.

HISTORIQUE

Les premières recherches expérimentales sur la diffraction, où l'on ne s'occupait que de rayons peu déviés par rapport à la direction des rayons lumineux incidents, étaient comme on le sait exactement interprétées par l'admirable théorie de Fresnel. Mais l'application de ce mode de calcul au cas de rayons fortement déviés fut beaucoup moins heureuse.

Les difficultés commencèrent avec les réseaux, qui diffractaient de façon différente des rayons diversement polarisés. Stokes [44] établit une théorie du phénomène, laquelle prévoyait une polarisation partielle des rayons diffractés correspondant à de la lumière incidente naturelle : la direction de vibration privilégiée devait être normale au plan contenant les rayons incident et diffracté. Malheureusement, les expériences montrèrent que la vibration était tantôt parallèle, tantôt perpendiculaire à la direction des stries, suivant la nature du réseau et les circonstances de la diffraction (Quincke [31]). Fizeau [12] arriva à la même conclusion, aussi bien dans le cas de réseaux métalliques par réflexion que dans le cas d'une fente très fine à lèvres de métal ; ce physicien fournit l'explication théorique des phénomènes par l'interférence des rayons réfléchis et des rayons qui n'ont pas subi de réflexion.

La complexité de ces résultats montrait la nécessité de l'étude générale de la diffraction sous de grands angles, conduite dans les conditions expérimentales les plus simples possibles. Ce fut l'origine des recherches sur la *diffraction*

éloignée, inaugurées par les travaux que M. Gouy publiait de 1883 à 1886 [13 à 16].

Depuis, plusieurs Mémoires tant expérimentaux que théoriques ont paru sur la question, sans apporter de résultats définitifs. Il convient cependant, pour « faire le point », de résumer les parties essentielles de ces travaux. Nous le ferons en suivant l'ordre chronologique.

1. Résultats de M. G. Gouy (1886) [16]. — Ils sont essentiellement expérimentaux.

Gouy utilise un écran métallique à bord rectiligne et bien aiguisé ⁽¹⁾, placé verticalement. La lumière, provenant du soleil ou d'un arc électrique, est concentrée par un objectif sur l'arête même de l'écran. Les rayons incidents sont compris dans un cône d'axe horizontal, d'angle au sommet 10°. Les rayons diffractés sont reçus, dans un cône de même grandeur, par l'objectif d'un microscope horizontal. Ce microscope est faiblement grossissant (20 fois) et mis au point sur l'arête; il peut tourner autour d'un axe vertical qui coïncide avec le bord de l'écran.

Dans ces conditions, la lumière diffractée est visible de toutes les directions du plan horizontal : l'arête apparaît comme une ligne lumineuse très fine et très brillante.

Gouy a établi ce qui suit.

(¹) Tous les écrans de Gouy ont été préparés par aiguisage sur une pierre à grain fin, suivi de passage sur deux cuirs à rasoir : le premier recouvert d'émeri, le second d'une poudre à base de potée d'étain. « On forme ainsi un tranchant très fin qui, examiné au microscope, est sensiblement rectiligne avec de bons « aciers ».

A. — Cas de la diffraction intérieure
(rayons diffractés
à l'intérieur de l'ombre géométrique).

1° L'intensité de la lumière diffractée décroît rapidement quand la déviation augmente. Lorsqu'on arrondit le bord, l'intensité diminue à déviation égale, et d'autant plus que cette déviation est plus forte : la décroissance de l'intensité en fonction de la déviation est donc rendue plus rapide.

Ces lois ont été établies en lumière colorée, par interposition d'un verre rouge ou vert devant les rayons incidents. Elles valent quel que soit le métal de l'écran ; à déviation faible et en lumière rouge, l'acier donne cependant moins de lumière que l'argent, le laiton ou le cuivre.

Dans toutes les recherches sur l'intensité, la lumière incidente est naturelle, mais un nicol placé dans le microscope n'admet que les rayons diffractés qui vibrent perpendiculairement à l'arête (horizontalement). On ne mesure pas l'intensité diffractée, on la compare à celle que réfléchit un fil de platine de 2/100 mm. de diamètre tendu parallèlement au bord de l'écran, à une distance de 2 mm. environ.

2° A de la lumière incidente blanche correspond de la lumière diffractée colorée. Dans le cas de l'acier, cette coloration n'apparaît (lumière « rousse ») que pour des bords arrondis ou pour des déviations très grandes.

Pour l'argent, lorsque la déviation croît, la couleur passe du blanc au rose, au jaune, au jaune-vert et au jaune orange, les alternances de teintes se succédant de façon variable avec les écrans. Avec un bord plus arrondi, on n'a plus que des teintes rouges.

Le cuivre ne donne que du rouge, alternant avec de l'orangé.

D'une façon générale, il y a prédominance de lumière de la couleur du métal ; quand le bord est arrondi ou la déviation forte, les grandes longueurs d'onde prédominent.

3° A de la lumière incidente naturelle correspond de la lumière diffractée partiellement polarisée. Il y a prédominance de rayons polarisés parallèlement à l'arête, prédominance d'autant plus marquée que la déviation est plus grande. Même résultat pour des écrans formés de minéraux (galène, graphite, etc.) ou de cristaux naturels (pyrite de fer, tourmaline, etc.). Par contre, un tranchant d'acier recouvert de noir de fumée ne produit aucune polarisation.

La lumière polarisée perpendiculairement au bord, qui est la moins intense, est toujours blanche. La lumière polarisée parallèlement au bord est en général colorée.

Si la lumière incidente est polarisée rectilignement dans un azimut quelconque, la diffraction crée une rotation du plan de polarisation. La vibration diffractée n'est à peu près rectiligne que lorsque le bord est bien tranchant ; en général, elle est elliptique. C'est la vibration polarisée perpendiculairement à l'arête qui est en avance sur l'autre composante (l'effet est donc de sens inverse à celui que crée la réflexion métallique) ; la différence de marche, insensible pour les écrans d'acier aigus tant que la déviation est inférieure à 45° , croît avec la déviation tout en restant inférieure à $\lambda/4$. Avec des bords arrondis en acier, avec des écrans d'argent, d'or, de cuivre, la différence de marche atteint la valeur $\lambda/4$, et la dépasse un peu.

4° Si l'on place l'arête dans un milieu autre que l'air (CS_2 , eau, alcool, etc.) la teinte de la lumière diffractée correspondant à une lumière incidente blanche vire au rouge à mesure que l'indice du milieu augmente.

B. — Cas de la diffraction extérieure (rayons diffractés dans la région de lumière géométrique).

Il faut employer des écrans très aigus (acier) pour s'affranchir de la lumière réfléchie sur l'arrondi de l'arête. Avec de tels écrans, l'éclat du bord lumineux diminue quand la

déviation augmente, tandis que la réflexion seule donnerait un résultat opposé.

Deux lames diffringentes identiques placées en regard permettent de comparer la diffraction intérieure et la diffraction extérieure ; « les deux genres de diffraction donnent des « quantités égales de lumière pour une même déviation, la « lumière incidente étant naturelle ». « Avec un bord « arrondi, la lumière réfléchie vient se joindre à la lumière « diffractée, dès que la déviation n'est pas très petite ».

La lumière incidente étant naturelle, la lumière diffractée est polarisée perpendiculairement au bord de l'écran, effet d'autant plus marqué que les arêtes sont mieux travaillées.

Les effets de polarisation sont de sens inverse à ceux de la diffraction intérieure : par exemple, la différence de marche entre les deux composantes principales est inversée.

D'une façon générale, Gouy a accumulé les expériences, mais ses résultats sont presque uniquement qualitatifs. Les conditions expérimentales ne sont pas toujours très nettes. En particulier, comme l'angle d'incidence de la lumière sur l'écran semble n'avoir pas d'importance au point de vue de l'allure des phénomènes, il est choisi de façon un peu arbitraire : 45° pour certaines mesures de polarisation en fonction de la déviation ; pour d'autres expériences, l'angle n'est pas indiqué, mais l'emploi de déviations supérieures à 140° ou 160° montre que le faisceau rencontre l'écran sous une incidence presque rasante ; ailleurs, on place l'écran symétriquement par rapport aux faisceaux incident et diffracté, disposition qui assure un maximum de lumière, mais qui donne un angle d'incidence variable avec la déviation.

Ces remarques ne doivent diminuer en aucune façon l'œuvre de Gouy, qui reste fondamentale. En 50 ans, les recherches expérimentales sur la question n'ont fait que confirmer et étendre ses premiers résultats.

2. Recherches de W. Wien (1886) [51]. — Elles concernent

un travail expérimental analogue à celui de Gouy, mais beaucoup moins important.

Le résultat nouveau est le suivant : l'auteur mesure dans la diffraction intérieure, pour un écran d'acier ⁽¹⁾, la rotation du plan de polarisation lorsque la lumière incidente est rectilignement polarisée à 45° de l'arête. Les nombres obtenus seront rappelés plus loin (§ 42, fig. 38).

Avec les métaux autres que l'acier, le nickel ou le cobalt, la lumière diffractée est colorée, présentant à l'analyse spectrale la couleur complémentaire de celle que laisse passer une feuille très mince de même métal : on conclut à une relation entre diffraction et absorption.

Wien a déterminé au moyen d'un compensateur de Babinet, mais seulement dans le cas d'un écran de platine, la différence de phase entre les deux composantes principales ; elle croît de 0 à $\lambda/8$ puis $\lambda/4$ lorsque la déviation croît de 21° à 28° puis 34° , en lumière rouge.

Des écrans formés d'une surface d'argent déposée sur le verre et limitée par un trait rectiligne ne donnent pas de résultats nets ; l'auteur attribue ce fait à la diffusion sur les grains de poussière ou d'argent.

3. Recherches de Hurmuzescu (1892) [17] et de Maey (1893) [24]. — Le premier de ces auteurs répète les expériences de Gouy en lumière incidente parallèle. Les résultats sont confirmés et étendus au cas d'écrans en substances diélectriques (ébonite, fibre) : la polarisation est de même sens que pour les métaux, mais moindre ; de plus, un peu de lumière réfractée par l'écran gêne l'observation.

E. Maey inaugure les essais d'explication théorique de la diffraction éloignée ; il utilise la *théorie de Kirchhoff* en supposant la source lumineuse réduite à un point qui envoie

(1) L'écran était bien aiguisé, mais l'examen de l'arête au microscope fortement grossissant montrait la présence de nombreuses dents.

sur l'écran (demi-plan indéfini) des ondes sphériques divergentes.

On sait que la formule de Kirchhoff [21] a fait disparaître les deux difficultés fondamentales de la propagation des ondes : émission de mouvements lumineux vers l'arrière par les sources auxiliaires d'Huygens, inexactitude de la phase de la vibration lumineuse. Mais pour l'appliquer au problème de la diffraction, il faut tenir compte de l'influence de la matière de l'écran sur la distribution de l'énergie lumineuse à son voisinage. Kirchhoff est obligé de recourir à l'hypothèse simple d'un écran *absolument noir*, qui ne laisse passer ni ne réfléchit aucune lumière : on montre que ceci conduirait à attribuer à la substance de l'écran un pouvoir absorbant qui tendrait vers zéro, et un indice de réfraction qui tendrait progressivement vers celui du milieu environnant à mesure que l'on se rapprocherait de sa surface ; toute discontinuité dans les propriétés optiques donnerait en effet naissance à de la réflexion.

La théorie conduite par Maey indique qu'une partie du bord de l'écran doit paraître lumineuse : celle qui émet des rayons diffractés formant avec l'arête le même angle que les rayons incidents. La lumière diffractée correspondant à un pinceau étroit de rayons lumineux incidents se répartit donc en général *sur un cône de révolution qui contient le prolongement des rayons incidents, et dont l'axe est l'arête de l'écran*. « Résultat que l'on vérifie facilement », écrit Maey, sans préciser quelles expériences il a effectuées dans ce sens. On verra (Chapitre II) que nos propres mesures ont montré la généralité de la proposition ci-dessus, même lorsque les rayons incidents sont très obliques par rapport à l'écran.

Maey a obtenu une expression mathématique de l'*amplitude* lumineuse diffractée et entrepris la confrontation de cette formule avec l'expérience ; il mesurait les intensités diffractées en les comparant à l'intensité émise par un fil de cocon éclairé par une lampe séparée, et tendu parallèlement

à l'arête. Le fil et la lampe, portés par le même bras que le tube analyseur, l'accompagnaient dans sa rotation.

Les résultats montrèrent, à déviation croissante, une diminution de l'intensité diffractée bien plus rapide que ne l'indiquait la théorie. Dans la diffraction intérieure, l'intensité de la lumière réfléchie sur le bord de l'écran s'ajoutait à l'intensité diffractée, qui était augmentée pour les grandes déviations.

Nous donnerons dans le cinquième chapitre de ce travail (§ 39) une comparaison entre les résultats de Maey et les nôtres.

4. Travaux théoriques de H. Poincaré (1892-1896) [29, 30].

— C'est pour expliquer les résultats de Gouy que H. Poincaré entreprit la théorie de la diffraction. Il adopta le langage de la *théorie électromagnétique*, avec les hypothèses suivantes : l'écran est en forme de coin, c'est-à-dire réduit à deux plans qui se coupent suivant un angle aigu ($2\pi - \chi$). Sa substance est *parfaitement conductrice*, ce qui implique qu'elle ne transmet aucune lumière, mais que son pouvoir réflecteur est égal à l'unité.

La lumière incidente est formée d'ondes cylindriques centrées sur l'arête de l'écran (lentille de projection cylindrique). L'auteur part de l'équation différentielle fondamentale qui définit la vibration lumineuse et recherche une solution satisfaisant aux conditions, aux limites qu'il s'est fixées ; il arrive à séparer dans l'expression trouvée l'onde directe, l'onde réfléchie et l'onde diffractée. Pour cette dernière, les valeurs approchées des fonctions de Bessel fournissent une amplitude lumineuse proportionnelle à :

$$\pm \frac{1}{\cos \frac{\pi^2}{\chi} - \cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi + \varphi_0)} + \frac{1}{\cos \frac{\pi^2}{\chi} - \cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi - \varphi_0)}$$

en un point de coordonnées polaires (r, φ). L'axe $\varphi = 0$ est, dans une section droite de l'écran, la trace de la face qui

reçoit la lumière; la seconde face a pour équation $\varphi = \chi$. Les rayons incidents sont concentrés autour de la direction $\varphi = \varphi_0$, les signes (+) et (—) correspondent respectivement au cas où la lumière incidente est polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan de diffraction.

Cette expression explique les remarques de Gouy sur la polarisation de la lumière diffractée dans l'ombre et la lumière géométriques. Des difficultés subsistent : la polarisation observée est notablement plus forte que ne le veut la formule, tandis que les intensités observées sont trop faibles; la coloration de la lumière diffractée reste sans explication.

Dans un second travail paru en 1896, peu après la publication de Sommerfeld dont nous allons parler, H. Poincaré montre que le passage des ondes cylindriques convergentes à la lumière parallèle ne modifie pas ses conclusions. Pour tenir compte de la courbure du biseau, il assimile l'écran à un cylindre dont la section droite est une branche d'hyperbole à court foyer. Malheureusement, les résultats sont incomplets et leur forme ne se prête en aucune façon au calcul numérique.

L'auteur traite ensuite le cas d'ondes incidentes sphériques dont le foyer est sur l'arête de l'écran; celui-ci est un demi-plan indéfini. L'expression analytique obtenue montre que la lumière diffractée se comporte comme dans le cas des ondes incidentes cylindriques. Enfin, lorsque l'arête est oblique par rapport aux rayons incidents formant eux-mêmes un faisceau très délié, les rayons diffractés font avec l'arête le même angle que le faisceau incident. On retrouve ici la surface conique de révolution dont Maey a théoriquement montré l'existence.

5. **Théorie de Sommerfeld (1896).** — Le problème de la diffraction d'ondes planes par un écran parfaitement conducteur a été traité de façon complète par A. Sommerfeld [40 à 43], qui a retrouvé et étendu les premiers résultats de Poin-

caré par une méthode nouvelle extrêmement ingénieuse. Nous reviendrons plus loin (§ 33) sur la solution de Sommerfeld relative au *demi-plan*; appliquée aux résultats de Gouy, elle conduit aux mêmes conclusions que la théorie de Poincaré.

Au voisinage des limites de séparation ombre-lumière, la théorie retrouve les résultats classiques et révèle l'existence des franges de Fresnel. Pour une incidence très oblique, l'étude de la répartition de l'intensité lumineuse à la limite du faisceau réfléchi, entreprise par Mitra [28], montrerait un avantage de la théorie complète de Sommerfeld sur celle de Fresnel-Kirchhoff. Ajoutons que P. Drude (*Lehrbuch der Optik*, cf. trad. française, 1911, p. 283) a pu appliquer la courbe de Cornu à la discussion des formules de Sommerfeld.

Le procédé de calcul de Sommerfeld a été étendu par Carslaw [7] à des ondes incidentes sphériques issues d'une source ponctuelle. Plus tard, Wiegrefe [49, 50] a traité le cas d'une incidence oblique et repris l'étude de l'écran en forme de coin.

6. Recherches théoriques récentes. — Un mathématicien, P. S. Epstein, a traité en 1915 [11] le cas de la diffraction par un écran en forme de cylindre parabolique. Il utilise la méthode des coordonnées curvilignes (courbes coordonnées formées de coniques homofocales, dont l'une représente la surface de l'écran). Les calculs numériques ne sont malheureusement possibles que dans le cas où le rayon de courbure au sommet est égal à λ/π , soit 1/6 de micron environ pour la lumière jaune, et pour une conductibilité infinie. Les résultats sont voisins de ceux de Sommerfeld.

Qualitativement, l'auteur réussit à montrer l'influence d'un pouvoir réflecteur inférieur à l'unité : les longueurs d'onde les plus fortement réfléchies sont aussi les plus intenses dans la lumière diffractée, l'effet étant particulièrement important

pour la composante lumineuse qui vibre parallèlement à l'écran. Ceci est en accord avec l'observation.

Reiche [33] traite le cas d'un coin de 90° : fait curieux, qui provient probablement de l'imperfection du tranchant des écrans, les résultats de cette théorie se rapprochent davantage des expériences de Gouy, de Wien et de Maey que ne le faisait la théorie de Sommerfeld. Pour de très petits angles de déviation, les franges sont les mêmes que celles du demi-plan, en accord avec la théorie de Fresnel.

La solution du problème de la diffraction par la théorie de Kirchhoff a été perfectionnée par F. Kottler [22], qui l'a appliquée au demi-plan.

Il faut signaler ici ⁽¹⁾ que si, comme l'a montré F. Croze [9], la formule de Kirchhoff est l'expression analytique correcte du principe d'Huygens pour les ondes longitudinales, elle ne s'applique pas exactement aux ondes électromagnétiques transversales. Pour ces dernières, la traduction exacte du principe d'Huygens a été donnée par A. Love [24 *bis*] et reprise par J. Larmor [23 *bis*]; c'est sur ces bases que F. Kottler a traité dans un second Mémoire [23] le problème de la diffraction par un demi-plan noir, en appliquant la théorie de Kirchhoff à des ondes satisfaisant aux équations de Maxwell. Les résultats, pour le cas de l'incidence normale que nous envisagerons plus loin (§ 36) et pour un point éclairé placé loin de l'écran relativement à la longueur d'onde, ne sont pas numériquement différents de ceux que donnait la formule de Kirchhoff simple (lire à ce sujet l'article récent de E. Maey [25]) ou la théorie perfectionnée de F. Kottler [22].

La théorie électromagnétique a également permis, après

(1) Les renseignements et la bibliographie relative à ce sujet nous ont été aimablement communiqués par M. le professeur F. Croze, à qui nous exprimons ici notre respectueuse gratitude. Ajoutons que la formule de Love-Larmor a été établie d'une manière simple par F. Croze et G. Darmois, dans un travail encore inédit.

les travaux de Sommerfeld, d'aborder directement le problème de l'écran noir. Citons les travaux de Sommerfeld lui-même [40], W. Voigt [48], A. Wiegrefe [49], v. Ignatowsky [18] et F. Kottler [23].

Il convient de mentionner aussi le travail théorique de L. Cagniard [6], qui obtient la solution de la diffraction d'une onde sphérique par un écran réfléchissant en forme de demi-plan, comme cas particulier du problème relatif à l'onde progressive; les formules obtenues conduisent d'une façon toute naturelle à l'approximation de Fresnel.

Enfin, dans un Mémoire paru en 1927 [32], C. V. Raman et K. S. Krishnan ont proposé de modifier la solution de Sommerfeld pour le demi-plan parfaitement réfléchissant, en tenant compte de la réflexion imparfaite et sélective du métal. Le procédé est un peu artificiel, puisque cette modification devrait être apportée à la *donnée* du problème, et non pas au *résultat final*; mais l'introduction directe des propriétés optiques du métal de l'écran, sous la forme de conditions aux limites imposées à l'équation de propagation, présente des difficultés non surmontées jusqu'ici. Ajoutons que ces deux auteurs ont montré que l'on retrouve leur formule en utilisant un raisonnement qui fait uniquement appel au principe d'Huygens et à la théorie classique de Fresnel. Quoi qu'il en soit, la théorie électromagnétique ainsi modifiée conduit à une interprétation très satisfaisante des résultats qualitatifs de Gouy et de Wien, en particulier sur l'intensité et la couleur de la lumière diffractée, comme sur la différence de phase entre les deux composantes polarisées.

Comme on le lira dans la deuxième partie de cet exposé, c'est le perfectionnement de Raman et Krishnan, appliqué à l'écran en forme de coin, qui nous a permis d'expliquer également les résultats de nos propres mesures.

7. Recherches expérimentales récentes. — Kalaschnikoff (1912) [20], que nous citons d'après d'autres auteurs,

n'ayant pas eu son Mémoire entre les mains, s'est seulement attaché à vérifier la validité de la théorie de Sommerfeld.

F. Jentzsch [19] a mesuré en 1927 la rotation du plan de polarisation créée par la diffraction éloignée, en éteignant à l'aide d'un nicol l'image du bord de l'écran donnée par une lunette; la lumière incidente est blanche (ampoule « ponctuelle » Osram), rectilignement polarisée, et parallèle (convergence maxima 15') ce qui conduit à un montage très peu lumineux. L'écran est une lame de rasoir en acier. Les rotations obtenues sont notablement plus grandes que ne le prévoient les théories de Sommerfeld ou d'Epstein; elles fournissent le rapport des amplitudes diffractées pour les deux composantes rectangulaires de la vibration incidente. Mais, résultat inexplicable, ce rapport n'est pas le même pour deux azimuts différents de la vibration incidente (cf. § 25).

L'auteur étudie les différentes manières d'obtenir un tranchant parfait, et conclut que de toute façon les irrégularités de l'arête restent bien supérieures à la longueur d'onde. Pour lui, les recherches sur la polarisation de la lumière diffractée ne peuvent pas être entreprises sur des écrans d'acier aiguisé; les microphotographies de couteaux de microtomes et de lames de rasoir qu'il publie montrent, en effet, des tranchants qui n'apparaissent rectilignes en aucun cas.

Enfin, les résultats des recherches que nous poursuivons depuis 1933 sont consignés dans diverses publications [34 à 39] que le présent Mémoire rassemble et complète.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

CHAPITRE PREMIER

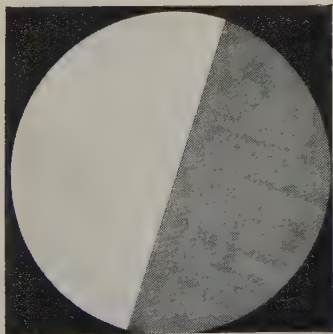
Généralités. Les écrans utilisés.

8. **Notations employées.** — Au cours de ce travail il sera fait usage des notations suivantes pour désigner les principales grandeurs dont nous aurons à nous occuper.

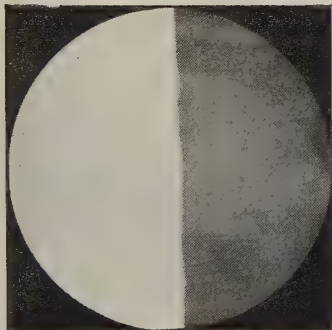
L'écran diffringent est métallique, à bord rectiligne et bien aiguë. Il reçoit un faisceau étroit de rayons lumineux, qu'il arrête en partie. Nous supposerons horizontale la direction commune des rayons incidents, lorsqu'ils sont parallèles, ou la direction du rayon moyen du faisceau, s'il est convergent (ou divergent).

Comme le chapitre suivant nous le montrera, les rayons diffractés sont répartis sur une surface conique de révolution autour de l'arête de l'écran, et qui contient la direction horizontale des rayons incidents.

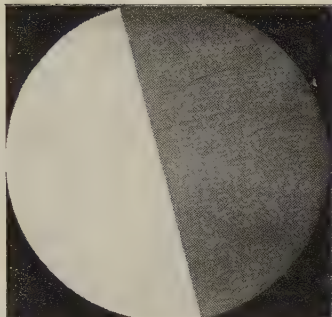
Si l'arête est perpendiculaire au faisceau incident, c'est-à-dire verticale, cette surface conique se réduit à un plan horizontal. D'une façon plus exacte, les rayons diffractés ne s'écartent de la direction horizontale que d'un petit angle, égal à l'écart maximum des rayons incidents eux-mêmes sur l'horizontale. Dans toutes nos recherches sur l'intensité et sur la forme de la vibration diffractée, l'arête de l'écran sera verticale.



1



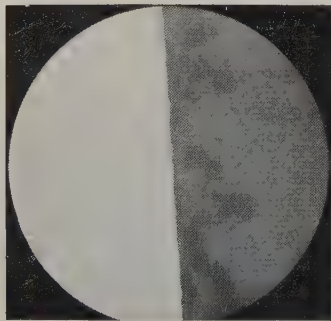
2



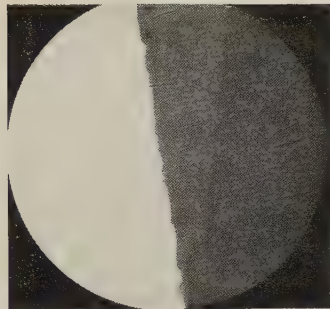
3

Microphotographies
des bords d'écrans utilisés :

1. lame de rasoir neuve (Gibbs), n° 23.
2. lame de rasoir neuve (P. Y. Solingen),
n° 9.
3. lame Gibbs n° 27, émoussée par de la
moelle de sureau.
4. lame d'acier recouverte d'or, n° 21.
5. lame en cuivre massif, n° 31.
(Grandissement linéaire : 430).



4



5

Considérons donc un rayon incident SO, et prenons pour plan de figure le plan horizontal qui contient SO (fig. 1). AOB ⁽¹⁾ est la section droite de l'écran, M un point qui reçoit de la lumière diffractée.

φ_0 est l'angle d'incidence (compté depuis la première face de l'écran, OA),

φ l'angle de diffraction formé par le rayon OM avec la face OA,

$D = \varphi - \varphi_0 - \pi$, l'angle de déviation, compté positivement vers la région de l'ombre géométrique,

r la distance OM,

χ le complément à 360° de l'angle AOB du biseau,

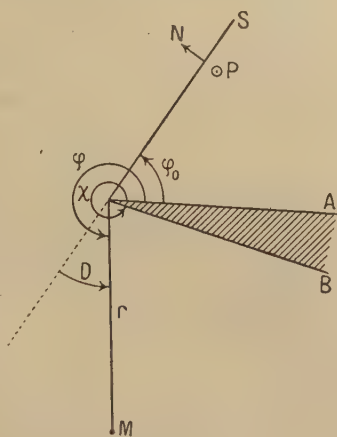


Fig. 1.

P, N, désignent les vibrations lumineuses respectivement parallèle et normale à la direction de l'arête de l'écran.

Lorsque la lumière incidente est polarisée rectilignement, la vibration diffractée est en général elliptique : les deux composantes P et N de la vibration prennent dans la diffraction une différence de phase. Pour définir la forme de l'ellipse, nous la rapportons à des axes N'O'P' liés à la direction d'observation (fig. 2).

La vibration incidente est à 45° de la verticale : elle est reçue suivant O'B' par un observateur qui examine la lumière directe. Dans la direction φ , on reçoit une vibration elliptique.

ρ est la « rotation » (angle du grand axe de l'ellipse avec la direction O'B'), comptée positivement de O'B' vers O'N', c'est-à-dire si l'axe s'éloigne de la direction verticale.

⁽¹⁾ Le point O, non marqué sur la figure, est au sommet de la section (hachurée) de l'écran.

ψ est l'« ellipticité », telle que $\tan \psi =$ rapport des demi-axes; elle est comptée positivement lorsque le sens de parcours de l'ellipse est celui des rotations positives.

Nous aurons enfin à considérer les vibrations *réfléchies* sur l'écran, les vibrations incidentes étant P ou N.

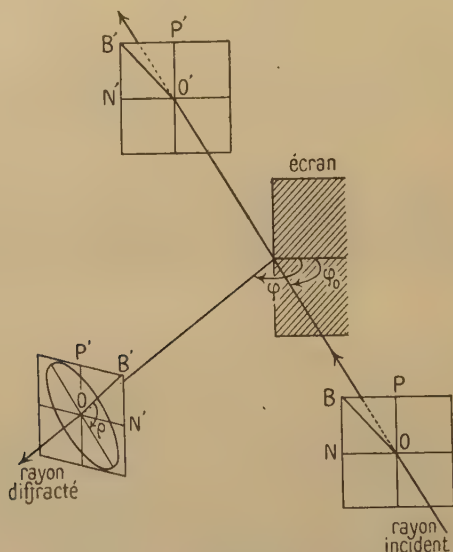


Fig. 2.

$C_\pi + jD_\pi$, $C_\psi + jD_\psi$ représentent respectivement, en amplitude et en phase (notation imaginaire, $j = \sqrt{-1}$), les vibrations réfléchies correspondant aux vibrations incidentes rectilignes N et P, d'amplitude égale à l'unité. La notation C_π correspond au cas N, C_ψ au cas P, parce que dans les cas P et N les vibrations sont respectivement *normale et parallèle au plan d'incidence*.

9. Les écrans d'acier. — Dans l'étude expérimentale de la diffraction, pour toutes les recherches effectuées en lumière monochromatique de longueur d'onde invariable, j'ai utilisé des écrans d'acier, constitués par des lames de rasoir de

sûreté. L'industrie livre actuellement des lames régulièrement et parfaitement aiguisées (Gibbs, Gillette, etc.), dont la fabrication ne saurait être entreprise au laboratoire sans un outillage spécial. De telles lames, enduites de corps gras et emballées mécaniquement, sont extraites avec précaution de leur enveloppe et plongées dans de l'essence ; égouttées ensuite à l'abri des poussières, elles sont prêtes à servir d'écran diffringent.

Examinées au microscope, dans une direction normale à leur plan, les lames Gibbs ou Gillette présentent une arête dont la rectitude est, pour certaines, complète : un grossissement de 900 à 1 000 diamètres ne laisse encore apparaître aucune irrégularité. Elles sont donc meilleures que les lames utilisées par F. Jentsch.

Le tranchant des lames est très fragile ; le métal de l'extrémité, extrêmement mince, est arraché par places lorsque l'on passe sur l'arête un fragment de papier ou de moelle de sureau destiné à ôter les poussières qui s'y déposent : il faut éviter *a priori*, autant que possible, la présence de ces poussières.

La planche I (grossissement : 430 diamètres) montre les microphotographies d'une lame d'acier neuve et d'une lame ainsi « usée » par passage répété dans de la moelle de sureau. On distingue sur la tranche du biseau des stries très fines, perpendiculaires au bord, et tracées sans doute par les grains de l'abrasif qui a préparé le tranchant. Les stries s'interrompent au voisinage de l'arête et n'affectent en aucune façon sa régularité ; on peut penser que cette circonstance est due au procédé spécial de fabrication des lames (biseautage « sans morfil »), qui n'est pas divulgué par le constructeur.

Notons que les lames bon marché, vendues sans la garantie d'une grande marque, montrent même neuves un tranchant très imparfait (Pl. I), du point de vue de la forme géométrique s'entend. Car le tranchant d'une lame, pour bien couper,

n'a pas besoin d'être parfaitement rectiligne ; il est même certain que les dents de scie facilitent la pénétration (cf. F. Jentzsch, *loc. cit.*) : de telles dents se forment d'ailleurs sur l'arête, comme on l'a vu, dès que l'on commence à se servir d'une lame.

Le principal avantage des lames de rasoir est d'être très semblables les unes aux autres — pour les lames neuves d'une même marque —, et de permettre la reproduction d'expériences dans des conditions à peu près identiques. L'angle des faces du tranchant est assez variable d'une marque à l'autre ; sa mesure sur l'appareil polarimétrique qui sera décrit plus loin est facile par pointés successifs de la lumière réfléchie sur les deux plans du biseau. Les valeurs ainsi obtenues vont de 12° à 19° ; pour les lames Gibbs que j'ai utilisées dans mes recherches, l'angle était toujours voisin de 16° : c'est cette valeur que j'ai adoptée pour le calcul numérique des formules déduites de la théorie.

Pour diminuer le pouvoir réflecteur d'un écran d'acier, j'ai été amené à le noircir tout en altérant son biseau le moins possible. Gouy avait employé un dépôt de noir de fumée, mais les grains qui recouvrent alors l'arête augmentent beaucoup ses irrégularités. Après divers essais, j'ai adopté la méthode suivante ⁽¹⁾. On plonge la lame dans le mélange : alcool 30 g., acide nitrique 15 g., eau 125 g. ; elle se recouvre peu à peu d'un dépôt noir très régulier et très fin ; on la sort du bain, et on la fait sécher rapidement à l'air (laissée longtemps humide, elle serait attaquée par la rouille).

10. Les écrans d'or : projection cathodique. — Je n'ai pas employé d'écrans d'or massif. Utilisant comme support la forme géométrique bien définie d'une lame d'acier, j'ai déposé par pulvérisation cathodique une couche d'or sur ses

⁽¹⁾ *Revue de Chimie Industrielle* (1908), 19.

deux faces. L'épaisseur de métal est suffisante (supérieure à un micron) pour que la lame se comporte au point de vue optique comme un écran de métal homogène.

La lame d'acier neuve, passée à l'essence et séchée, est fixée sur une lame porte-objet de microscopie, l'une des faces du biseau appliquée contre le verre grâce à une cale d'ébonite en forme de coin (fig. 3). Les différentes parties



Fig. 3.

sont collées entre elles par une goutte de picéine. On place une lamelle couvre-objet sur la lame de verre, près de la lame d'acier ; elle sert à mesurer l'épaisseur de métal projeté : il suffit de la peser avant et après l'opération.

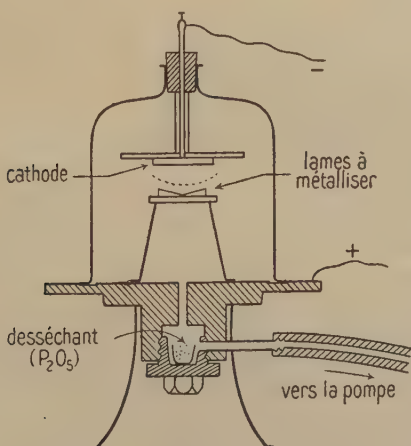


Fig. 4.

L'appareil de projection, construit spécialement, est représenté sur la figure 4. Il comprend une cloche en verre, de

grand diamètre (22 cm.), reposant sur une platine en fonte. La platine, dressée au tour, porte une gorge circulaire qui supporte le bord de la cloche, rodé à l'émeri fin. Le joint était fait primitivement avec de la picéine, qui nécessite un chauffage assez long de la platine avant de permettre d'ôter la cloche ; j'ai constaté par la suite que de la graisse à vide mélangée de suif suffit à joindre hermétiquement les deux parties, le vide se maintenant invariable pendant plusieurs jours. L'avantage que présente la graisse est de se ramollir à une température relativement basse (50° à 60° C.).

La cathode est un disque de laiton de 6 cm. de diamètre, recouvert d'une feuille du métal à projeter et porté par une tige verticale qui traverse le bouchon de la cloche. Toutes les parties en laiton sont naturellement protégées par du verre. L'anode est un support en aluminium sur lequel on place deux lames que l'on métallise simultanément, et que l'on dispose de façon à ne pas détruire la symétrie de l'ensemble.

La partie inférieure de la platine contient une coupelle pleine de P^2O^5 , utilisé comme desséchant ; la projection se fait dans une atmosphère d'air raréfié, dont la pression est évaluée simplement par l'aspect de la décharge électrique. La distance des lames à la cathode est de 4 cm. ; on agit à la fois sur la pression du gaz et sur la tension électrique, pour amener la limite de l'espace obscur de Hittorf à quelques millimètres au-dessus des lames à métalliser et pour donner à l'intensité du courant une valeur convenable : j'ai opéré sous 1 à 3 milliampères pour une surface de cathode de 30 cm².

La pompe utilisée est une pompe à palettes « Hyvac » de Cenco, donnant directement le vide nécessaire ; la source de tension est fournie par un transformateur de $2 \times 2\,000$ volts à prise médiane, branché sur le secteur à 110 volts, suivi d'un dispositif de redressement des deux alternances (2 lampes valves) et de filtrage (selfs et capacités).

Les dépôts obtenus sont très fins et adhérents. Ils altèrent

légèrement la rectitude de l'arête, comme on peut le voir sur la microphotographie de la planche I.

11. Les écrans de cuivre. — Le cuivre se prêtant très mal, comme tous les métaux de poids atomique faible, à la projection cathodique, les écrans ont été directement taillés dans une plaque de métal de 0 mm 5 d'épaisseur. Pour des raisons de commodité d'emploi, j'ai été amené à leur donner la forme et les dimensions des lames de rasoir, avec les trous de centrage habituels. Après découpage, l'écran est aiguisé mécaniquement sur une petite meule en cuivre pur (disque exactement cylindrique de 12 cm. de diamètre et de 6 cm. d'épaisseur) tournant à grande vitesse; l'abrasif est de la poudre d'émeri extrêmement fine noyée dans de l'huile.

Un support spécial (fig. 5), muni d'un bouton moleté, présente la lame sous l'angle voulu devant la tranche du disque; pendant que le disque tourne, on imprime au support un mouvement de translation

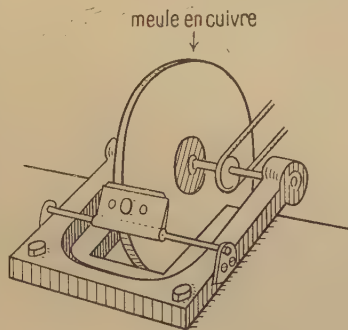


Fig. 5.

parallèle au bord de la lame : l'usure est ainsi très régulière.

La seconde face de l'arête est la plus délicate à tailler : si l'angle que l'on a donné au tranchant est trop faible, l'extrémité du biseau a tendance à se plier.

Avec un peu d'habitude, on arrive à préparer des écrans dont les bords, vus à l'œil nu, paraissent bien rectilignes. L'examen au microscope montre (Pl. I) de nombreuses dentelures, inévitables à cause du manque de dureté du cuivre. Mais, on le verra plus loin, les écrans de cuivre comme les écrans dorés permettent, malgré leurs imperfec-

tions, des expériences concluantes sur l'influence de la nature du métal dans la diffraction.

D'une façon générale, j'ai désigné par un numéro d'ordre les divers écrans métalliques que j'ai utilisés : une cinquantaine d'écrans différents ont été ainsi étudiés. Un écran de numéro donné a pu présenter plusieurs états au cours d'expériences successives (écran neuf, ou plus ou moins émoussé, recouvert d'or, noirci, etc.) : l'indication de ces états est naturellement donnée au cours de l'exposé des résultats.

CHAPITRE II

Répartition de la lumière diffractée dans l'espace.

12. Position du problème. — Lorsqu'un pinceau étroit de rayons lumineux rencontre l'arête aiguë d'un écran, il donne naissance à des rayons diffractés répartis sur une « surface de diffraction ». La théorie montre (Maey, Poincaré) que cette surface est le cône de révolution qu'engendrerait le pinceau lumineux incident en tournant autour de l'arête. Cette proposition n'ayant pas fait jusqu'ici, à notre connaissance, l'objet de vérifications précises, nous nous sommes proposé de la contrôler expérimentalement.

Si l'on intercepte par un écran blanc les rayons diffractés, ils ne donnent un éclaircissement perceptible que sur une distance très faible de part et d'autre de la trace des rayons directs. On ne peut déterminer la surface de diffraction qu'en examinant à travers une lunette l'arête de l'écran : si la lumière qu'elle diffracte est reçue par l'objectif, l'arête apparaît comme une ligne lumineuse.

13. Principe des mesures. — La méthode que j'ai employée est donc la suivante. Le pinceau des rayons incidents, horizontal, forme sur le bord de l'écran une image de la fente de sortie d'un monochromateur ; l'arête est éclairée sur une petite partie de sa longueur : 1 mm. de part et d'autre d'un point O, lequel reste fixe dans l'espace lorsque l'orientation de l'écran est modifiée. On vise O à travers la lunette d'un cathétomètre, dont l'échelle graduée verticale est à une

distance OH de ce point égale à un mètre (fig. 6). Les plans verticaux qui contiennent respectivement l'axe optique de la lunette et le pinceau incident font entre eux un angle égal à la déviation D .

En soulevant verticalement le support de la lunette, on trouve deux positions extrêmes entre lesquelles la portion éclairée de l'arête apparaît très lumineuse : la moyenne des lectures faites sur l'échelle verticale correspond à une position dans laquelle l'axe optique coïncide avec une génératrice OM du cône de diffraction moyen. L'écart de part et d'autre de cette position est manifestement dû au défaut de parallélisme des rayons incidents.

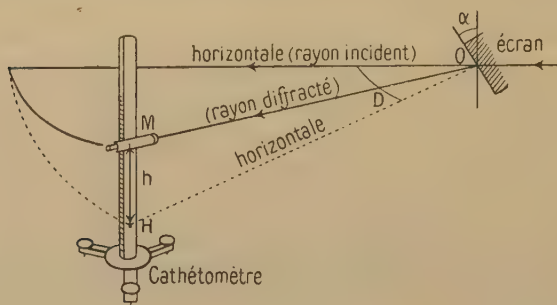


Fig. 6.

Lorsque l'arête est verticale, la surface de diffraction est le plan horizontal qui contient le pinceau lumineux incident : résultat évident à cause de la symétrie du montage.

Ceci étant, on place successivement l'axe optique de la lunette suivant OH dans le plan horizontal du pinceau incident (visée sur l'arête placée *verticalement*), et suivant la génératrice OM du cône de diffraction étudié (visée sur l'arête orientée dans la position choisie). Cette seconde visée détermine une génératrice du cône de diffraction contenue dans le plan vertical qui définit la déviation D .

Comme l'axe horizontal autour duquel peut tourner la

lunette passe par le plan de l'échelle verticale du cathétomètre, la différence MH des lectures correspondant aux deux visées fournit directement, si on l'évalue en mètres, la pente de la génératrice OM . On pourrait se contenter de mesurer les hauteurs MH pour différents angles de déviation, et de comparer les nombres obtenus à ceux que fournit le calcul. Pour illustrer le phénomène, j'ai reporté en outre sur une courbe continue le graphique des hauteurs MH en fonction de la déviation D ; une telle courbe représente en somme la trace du cône des rayons diffractés sur un écran cylindrique vertical de 1 m. de rayon.

14. Réglages. — L'inclinaison de l'écran sur le faisceau incident est obtenue et mesurée avec le support spécial que représente la figure 7. Celui-ci comprend : une plaque verticale P ; une plaquette p , qui porte la lame de rasoir servant d'écran diffringent et qui est mobile autour d'un axe horizontal OX . Une aiguille solidaire de p mesure ses rotations sur le plateau T gradué en degrés. La plaque P est fixée sur la plate-forme d'un goniomètre, par l'intermédiaire de liaisons mécaniques qui permettent tous les réglages : glissières G , coulisse C à queue d'aronde, vis calantes V . La plate forme est elle-même mobile autour d'un axe vertical, et ses rotations sont mesurées sur le cercle du goniomètre.

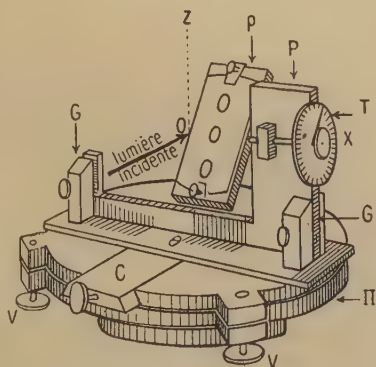


Fig. 7.

On place d'abord la plaque p parallèlement à la plaque P , l'aiguille marquant zéro sur le plateau T . On amène alors en

coïncidence l'arête de l'écran et l'axe de rotation OZ de la plate-forme. Cette opération est simplifiée par l'emploi d'un microscope à grande distance frontale, muni d'un oculaire à réticule : le réglage est terminé si l'image de l'arête paraît immobile lorsque l'on fait tourner la plate-forme. On donne enfin à l'arête l'orientation désirée.

Dans une première série d'expériences, l'axe OX (situé dans le plan qui bissecte les deux faces du biseau de l'écran) était disposé normalement aux rayons lumineux incidents. La méthode la plus simple pour s'assurer de ce réglage consiste à utiliser la lumière réfléchie sur la grande face de l'écran : celle-ci étant par construction parallèle à l'axe OX. J'ai tourné ensuite l'arête d'un angle α autour de l'axe OX, et mesuré les hauteurs MH correspondant à des déviations croissant régulièrement dans la région de l'ombre géométrique. Le sens dans lequel on tourne l'écran est indifférent : changer ce sens revient à opérer une symétrie par rapport au plan horizontal contenant OX ; le cône des rayons diffractés, évidemment tangent à ce plan horizontal le long du prolongement du faisceau incident, est tout entier au-dessus ou au-dessous de ce plan.

L'arête était jusqu'ici dans le plan vertical contenant le faisceau incident. Pour obtenir une orientation absolument quelconque il suffit, après avoir tourné l'écran de l'angle α autour de OX, d'imprimer à la plate-forme Π une rotation β autour de l'axe vertical OZ. J'ai donc, dans une seconde série de mesures, choisi deux angles quelconques $\alpha = 45^\circ$ et $\beta = 30^\circ$, et déterminé les hauteurs MH correspondant à différentes valeurs de la déviation.

Un dernier réglage reste à mentionner : comment placer le cathétomètre dans la direction de déviation D ? J'ai opéré de la façon suivante. Repérant sur le cercle horizontal du goniomètre (au moyen d'une équerre par exemple) la division qui se trouvait dans le plan vertical des rayons incidents, j'en déduisais la division correspondant à la dévia-

tion D (fig. 6). Je disposais ensuite le cathétomètre, par tâtonnements, dans une position telle que la lunette pointât successivement, par rotation autour de son axe horizontal, la division D du disque et l'arête verticale de l'écran.

15. Résultats. — Pour apprécier les résultats numériques, il faut les comparer à ceux que fournit le calcul, conduit en supposant de révolution autour de l'arête le cône des rayons diffractés.

Le calcul direct étant fastidieux, j'ai utilisé les méthodes de la géométrie descriptive et mesuré les hauteurs MH sur une épure tracée à grande échelle.

Les nombres obtenus au cours des expériences sont résumés dans les tableaux I et II qui contiennent aussi les valeurs $MH = h$ déduites de la théorie.

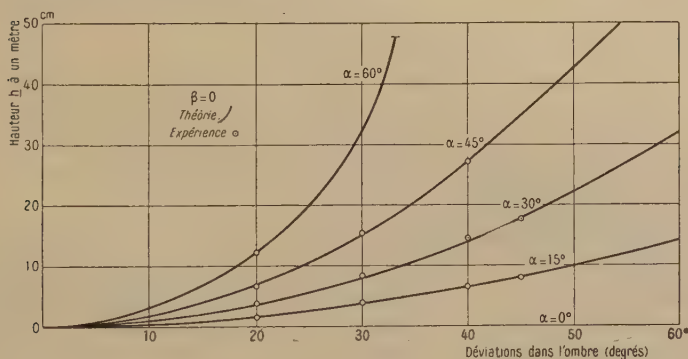


Fig. 8.

Sur les figures 8 et 9, les courbes représentent la section du cône de révolution par le cylindre circulaire vertical de 1 m. de rayon, développée sur un plan; les points entourés d'un cercle sont les résultats des expériences. Les déviations sont toutes du côté de l'ombre géométrique. Les mesures ne sont possibles que pour des déviations inférieures à 45° , la luminosité du phénomène diminuant beaucoup lorsque la

TABLEAU I

Détermination du cône des rayons diffractés

(L'arête et le faisceau incident sont dans un même plan vertical).

$\beta = 0$		Angle de déviation D									
			10°	20°	30°	33° ₂	40°	45°	50°	54° ₇	60°
Angle α d'inclinaison de l'arête	15°	<i>h</i> mm. calc.	4	16	36	—	65	80	—	—	140
		» obs.	—	16	38	—	64	79	—	—	—
	30°	» calc.	10	35	78	—	140	178	220	—	320
		» obs.	—	37	81	—	142	175	—	—	—
	45°	» calc.	18	70	150	—	272	350	—	500	—
		» obs.	—	67	152	—	270	—	—	—	—
	60°	» calc.	30	121	324	478	—	—	—	—	—
		» obs.	—	121	—	—	—	—	—	—	—

TABLEAU II

Détermination du cône des rayons diffractés

(L'arête est dans un plan vertical incliné de 30° sur le faisceau incident).

$\alpha = 45^\circ \beta = 30^\circ$		Angle de déviation D										
		0	10°	15°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Hauteurs <i>h</i> en mm. :		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Calculées	.	0	-75	-100	-115	-127	-115	-75	0	103	246	445
Observées	.	0	—	—	-112	-129	-114	-78	-1	106	—	—

déviation croît. Lorsque $\alpha = 45^\circ$ ou 60° , on est de plus limité par le support de l'écran, qui masque l'arête ; la ligne de

visée passe par le plan de l'écran quand la déviation atteint les valeurs $54^{\circ}7$ pour $\alpha = 45^{\circ}$ et $33^{\circ}2$ pour $\alpha = 60^{\circ}$.

Notons encore que les courbes sont symétriques par rapport au plan vertical qui contient l'arête, et qui correspond à $D = 0$ dans le premier cas (fig. 8), à $D = 30^{\circ}$ dans le second cas (fig. 9).

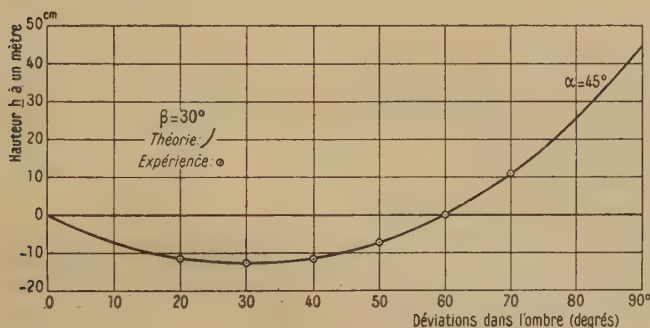


Fig. 9.

16. Précision des mesures. — L'erreur sur la mesure de la hauteur $MH = h$ provient d'abord de l'inexactitude des angles D , α et β ; ensuite, de ce que le cathétomètre n'est pas exactement à 1 m. de l'arête; enfin, de ce que le faisceau incident n'est pas absolument parallèle.

La première cause introduit une erreur qui dépend des grandeurs des angles D , α et β eux-mêmes. Nous ne la calculerons que sur un exemple : pour $\alpha = 30^{\circ}$, $\beta = 0^{\circ}$ et $D = 40^{\circ}$ (fig. 8). On peut admettre que la valeur réelle des angles D et α n'est exacte en général qu'à $10'$ près : c'est-à-dire que les angles pour lesquels on mesure effectivement la hauteur h sont $\alpha = 30^{\circ} \pm 10'$ et $D = 40^{\circ} \pm 10'$. Le réglage de l'axe OX au contraire (pour rendre β nul) est beaucoup plus précis. Les courbes de la figure 8 montrent qu'une erreur de 1° sur D ou α fait varier h de 6 mm. environ; l'erreur Δh correspondant à $\Delta D = \Delta \alpha = 10'$ est donc au total

de 2 mm. Remarquons que pour d'autres valeurs de D et de α , l'erreur diminue avec les valeurs de ces angles, mais reste du même ordre de grandeur.

La seconde cause d'erreur est négligeable ; en effet, la distance de 1 m. étant exacte à 1/1 000 près, pour $h = 15$ cm. l'erreur correspondante Δh n'est que de 0 mm. 15.

Enfin, la troisième cause d'erreur est importante, elle crée un étalement en hauteur des rayons diffractés. Lorsque l'on déplace verticalement la lunette, on observe une apparition, puis une disparition *progressives* de la lumière : il y a incertitude sur les instants exacts où l'on pénètre dans le cône des rayons diffractés, et où l'on en sort ⁽¹⁾. On diminue naturellement l'erreur correspondante en faisant un grand nombre de pointés.

Si nous considérons en outre que les valeurs théoriques de h sont connues à 1 mm. près, nous devons vérifier que l'écart entre les valeurs de h calculée et mesurée, pour $D = 40^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$, est moindre que 3 ou 4 mm. : or, les nombres du tableau diffèrent entre eux de 2 mm. D'une façon générale, les écarts ne dépassent jamais 3 mm., et restent inférieurs aux erreurs de mesure. A l'approximation obtenue, la vérification est donc satisfaisante, et les rayons diffractés sont situés, quelle que soit l'orientation de l'arête, sur un cône de révolution autour de cette arête.

Après cette étude de la répartition de la lumière diffractée dans l'espace nous placerons toujours l'arête de l'écran normalement au faisceau de rayons incidents. La nappe de lumière diffractée est alors horizontale et son examen peut se faire sur un goniomètre ordinaire.

(1) Même lorsque l'on a largement dépassé la région angulaire dans laquelle l'intensité diffractée est importante, il subsiste un très faible éclaircissement de l'arête, visible avec un œil accoutumé à l'obscurité complète. Il faut sans doute attribuer ce fait à la diffraction par les dentelures microscopiques de l'arête, dont l'orientation est quelconque.

CHAPITRE III

Etude de la forme des vibrations diffractées.

17. But des recherches. — Les études expérimentales quantitatives sur la diffraction éloignée avaient consisté jusqu'ici à déterminer les intensités diffractées dans le cas d'une lumière incidente naturelle ou rectilignement polarisée. La vibration rectiligne incidente était soit parallèle (cas P), soit normale (cas N) à l'arête, soit encore inclinée à 45° : cette dernière disposition permet d'atteindre directement le rapport I_N/I_P des intensités par une mesure d'orientation de la vibration diffractée *supposée rectiligne*.

Or, si dans certains cas cette hypothèse est à peu près justifiée, en général l'ellipticité de la vibration n'est pas faible : il est même certain, depuis les expériences de Gouy, que les deux composantes P et N présentent entre elles une différence de phase notable ($\Phi_N - \Phi_P$). La mesure précise de cette différence de phase, en même temps que celle du rapport des intensités I_N/I_P , offre un grand intérêt au point de vue des vérifications théoriques ultérieures. D'ailleurs, la détermination directe de ($\Phi_N - \Phi_P$) présente de grandes difficultés ; il est beaucoup plus avantageux — et, au point de vue théorique, équivalent — de mesurer l'ellipticité des vibrations.

On est ainsi conduit à entreprendre l'*analyse de la lumière elliptique diffractée* : on fera tomber sur l'arête verticale de l'écran (fig. 2) un faisceau horizontal de lumière monochromatique rectiligne, polarisée à 45° de l'arête, et on étudiera

systématiquement les rotations ρ et les ellipticités ψ des vibrations diffractées.

La méthode d'analyse, que nous allons exposer, utilise les méthodes de la polarimétrie de précision; celle-ci exige l'emploi d'un appareil à pénombre (prismes à champ normal, analyseur à deux plages de Lippich). C'est dire que l'on s'écarte du procédé employé par les autres expérimentateurs, qui éteignaient à l'aide d'un nicol l'image du bord de l'écran obtenue par une lunette de visée.

Nous montrerons ensuite comment la recherche d'une grande sensibilité dans les mesures nous a conduit à la construction d'un polarimètre-ellipsomètre spécial, que nous décrirons en détail. Puis viendra l'exposé des recherches expérimentales. Au cours de celles-ci, nous avons employé d'abord des écrans de forme aussi parfaite que possible (lames de rasoir neuves de bonne qualité), et étudié les modifications de la vibration diffractée introduites par un changement des conditions de l'expérience : angle de déviation D , angle d'incidence φ_0 sur l'écran, longueur d'onde λ de la lumière.

Diminuant ensuite à dessein le pouvoir réflecteur de l'écran (noircissement de l'acier), puis la qualité du biseau, on a recherché de quelle façon ces facteurs influaient sur la lumière diffractée. Cette étude avait pour but de préparer et de permettre l'emploi d'écrans à bords imparfaits. En effet, les recherches sur l'influence des propriétés optiques du métal constituant l'écran amenaient à utiliser des lames d'or ou de cuivre, beaucoup moins bien taillées que les lames d'acier (§§ 10 et 11).

Mentionnons dès maintenant que cette dernière étude a fait apparaître une différence frappante, en fonction de la longueur d'onde, des propriétés diffringentes d'écrans de nature différente.

Méthodes de mesure.

18. **Analyse des vibrations elliptiques diffractées.** — On peut envisager l'emploi de l'analyseur elliptique de Chaumont à 4 plages [8]; mais cet appareil est délicat et coûteux. On aura d'aussi bons résultats en utilisant une modification de la méthode qu'a indiquée G. Bruhat [2].

Cette modification est motivée par l'impossibilité de changer l'orientation de la vibration elliptique en tournant le polariseur, puisque l'on changerait en même temps les conditions de l'expérience. Il faut analyser la vibration telle qu'elle est fournie par l'écran diffringent : la lumière incidente vibrant à 45° de l'arête verticale, on détermine sur la vibration diffractée E la rotation ρ et l'ellipticité ψ (fig. 10).

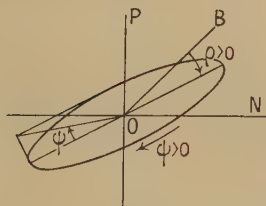


Fig. 10.

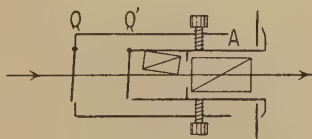


Fig. 11.

Voici comment on procédera. On dispose de deux lames quart d'onde Q et Q', la première servant à mesurer l'ellipticité, la seconde contrôlant la mesure de rotation; la monture de Q peut être à volonté rendue solidaire du tube portant l'analyseur A (fig. 11), dont les rotations sont lues sur un cercle gradué; Q' est toujours solidaire de A, mais peut être orienté dans son plan. De plus, Q et Q' sont portés par des volets mobiles qui permettent de les ôter du trajet des rayons lumineux, et de les remettre exactement en place.

On commence par pointer avec l'analyseur A seul une vibration rectiligne (par exemple, la vibration envoyée direc-

tement par le polariseur). Introduisant ensuite successivement Q, puis Q', on oriente les axes lents des deux quarts d'onde parallèlement à la direction de vibration OX que pointe A : il suffit de rétablir chaque fois l'égalité d'éclairement des deux plages; on rend alors Q solidaire de A.

Q et Q' étant en place, on pointe la vibration elliptique à analyser. Dans ces conditions, la vibration qui tombe sur A a pour grand axe OX; donc la vibration V que reçoit Q' est rectiligne; et l'ellipse E, que reçoit Q, a OX pour grand axe : on lit sur le cercle de l'analyseur la rotation ρ .

Puis on enlève Q', on désolidarise Q de A, et l'on pointe la vibration V : l'angle dont on tourne l'analyseur A est égal à $(-\psi)$.

Si l'ellipticité ψ est assez grande, le pointé de E peut ne pas être précis; on s'en aperçoit en remettant Q' en place : l'égalité d'éclairement des plages ne doit pas être modifiée. Si elle l'est, on rend de nouveau solidaires Q et A, en conservant leur orientation respective, et l'on tourne légèrement l'ensemble. On continue ainsi à tourner alternativement A seul, puis l'ensemble AQ, jusqu'à ce que les plages restent également éclairées, que l'on enlève Q' ou qu'on le remette en place. Il faut noter soigneusement les lectures du cercle après chaque opération, pour pouvoir rétablir en fin de mesure l'orientation respective initiale de A et de Q.

Comme l'a montré G. Bruhat, la méthode présente l'avantage de pouvoir être utilisée, même si le quart d'onde Q n'est pas exact: si le retard qu'il donne est $\frac{\pi}{2} + \epsilon$, le pointé de la vibration V se fait en tournant l'analyseur d'un angle qui n'est plus égal à ψ , mais à $\frac{\psi}{\cos \epsilon}$; tant que ϵ reste inférieur à 14° , l'erreur relative sur ψ ne dépasse pas $1/40$: les mesures d'ellipticité que nous réaliserons n'atteindront jamais cette précision. Si l'on emploie des lames de mica, on peut ainsi étudier tout le spectre visible avec seulement deux lames

différentes, respectivement quart d'onde pour le jaune et pour le bleu. C'est la solution que j'ai adoptée.

Les conditions mécaniques imposées aux montures des quarts d'onde ont posé un problème d'ordre pratique ; on verra plus loin (§ 21) de quelle manière je l'ai résolu.

Appareils employés.

19. Principe du montage. — L'étude de la lumière diffractée par l'arête doit pouvoir se faire dans toutes les directions du plan horizontal : on placera l'écran sur la plate-forme d'un goniomètre dont la lunette sera remplacée par le système analyseur, et dont le collimateur portera le prisme polariseur.

Pour faciliter l'interprétation des résultats, le faisceau incident devrait être parallèle ; mais cette disposition fournit extrêmement peu de lumière diffractée et je n'ai pu l'utiliser que pour des angles de déviation très faibles. La méthode employée généralement consiste à faire converger le faisceau lumineux sur le bord de l'écran : j'ai donc formé sur l'arête une image de la source de lumière. Au cours des premières recherches, j'utilisais une lampe à vapeur de sodium ; pour étendre les mesures à tout le spectre, j'ai remplacé cette lampe par la fente de sortie d'un monochromateur M, dont la fente d'entrée reçoit l'image du soleil donnée par un héliostat H (fig. 12).

Dans ces conditions, la partie éclairée de l'arête joue le rôle d'une source de lumière, analogue à une fente très étroite puisque sa dimension transversale a est certainement inférieure à la longueur d'onde de la lumière.

L'éclairement uniforme des plages de l'analyseur sera réalisé si le système de visée (lunette mise au point sur l'arête du Lippich) forme sur la pupille de l'œil une image réelle de la partie lumineuse du bord de l'écran.

Pour déterminer les dimensions et la forme à donner au système analyseur, il convient de rechercher la plus grande sensibilité possible, en faisant la théorie de l'appareil. L'étude des polarimètres de précision a été traitée par L. Chaumont [8] et G. Bruhat [3 et 5]. Mais ici le problème est un peu spécial, puisque la source lumineuse (l'arête de l'écran) est rectiligne, et que sa largeur ne peut pas être modifiée. D'un autre côté, la luminosité sera toujours faible, puisque les méthodes de mesure polarimétriques opèrent

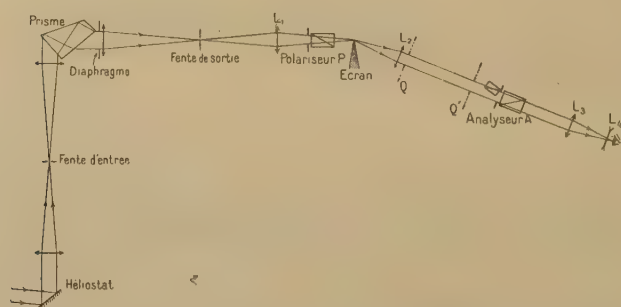


Fig 12.

toutes par extinction du faisceau analysé, déjà très peu intense. D'après les expériences que j'ai faites, ce manque de lumière conduit à adopter une valeur du champ (diamètre apparent des plages du Lippich) sensiblement supérieure à la valeur 1 degré que préconise Chaumont ⁽¹⁾ : le champ que j'ai utilisé est de $\frac{5}{100}$ de radian, soit environ 3°.

De toute façon, la sensibilité est proportionnelle à la racine carrée de l'éclairement E_0 de l'image rétinienne obtenue en enlevant les prismes de l'analyseur.

⁽¹⁾ C'est aussi la conclusion de J. Mendousse, à propos du champ nécessaire au spectrophotomètre (*Ann. de Phys.*, **16** (1931), 245).

On est ainsi conduit à étudier la *clarté* du système analyseur, qui dépendra comme d'ordinaire du *champ* de l'appareil.

20. Clarté et champ. — L'éclairement de l'image rétinienne est proportionnel au produit :

$$E_0 = e_0 TS,$$

où e_0 est l'éclat de l'arête-source, S la surface de la pupille de sortie, T la transmission des milieux transparents de l'appareil analyseur. Pour augmenter cet éclairement, on est conduit à donner à e_0 une valeur maxima (question résolue par l'emploi des rayons solaires), et à employer le moins de lentilles possible. Enfin, on cherchera à donner à S la surface de la pupille de l'œil.

Or, l'image définitive de l'arête lumineuse a la forme d'une ligne verticale. Il semble qu'on ait avantage à augmenter la largeur a' de cette image, jusqu'à lui donner une dimension horizontale comparable à celle de la pupille : en employant par exemple des lentilles cylindriques. En fait, on augmenterait ainsi d'une façon prohibitive l'écart angulaire horizontal du faisceau de rayons diffractés admis dans l'analyseur.

Si l'on appelle α cet écart angulaire, C le champ de l'appareil (diamètre apparent sous lequel l'œil voit les plages), le calcul donne en effet :

$$(1) \quad C = \frac{a}{a'} \alpha.$$

Pour un écran déterminé, si l'on emploie la lumière solaire, la largeur a de la partie éclairante est fixée. Quant au champ C , nous savons que sa valeur optima est de l'ordre de $\frac{5}{100}$: il en résulte pour le grandissement de l'appareil à employer la valeur $\frac{a}{a'} = 20$. Un grandissement de 20 diamètres (ne donnant à l'image qu'une dimension transversale

inférieure au 1/100 de millimètre) exigerait pour α la valeur 1 radian, absolument inacceptable.

On est conduit à choisir *a priori* l'intervalle angulaire α , et à n'agrandir l'image que dans les conditions fixées par la formule (1). Mais nous allons voir que le choix de α peut être fait en considérant la hauteur utile de l'arête.

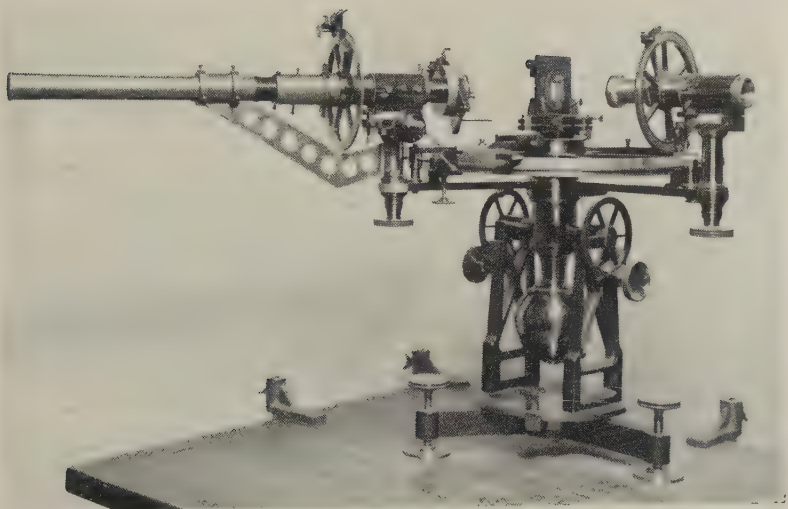
Le faisceau qui entre dans l'analyseur est défini par la surface lumineuse de l'arête et par les plages — ou par leur image à travers les lentilles qui les précèdent. Les plages étant circulaires, leur diamètre apparent vertical depuis l'arête, ou celui de leur image, est égal à α . Si l'on appelle h la hauteur illuminée de l'arête, h' son image dans le plan de la pupille de l'œil, on aura :

$$(2) \quad C = \frac{h}{h'} \alpha.$$

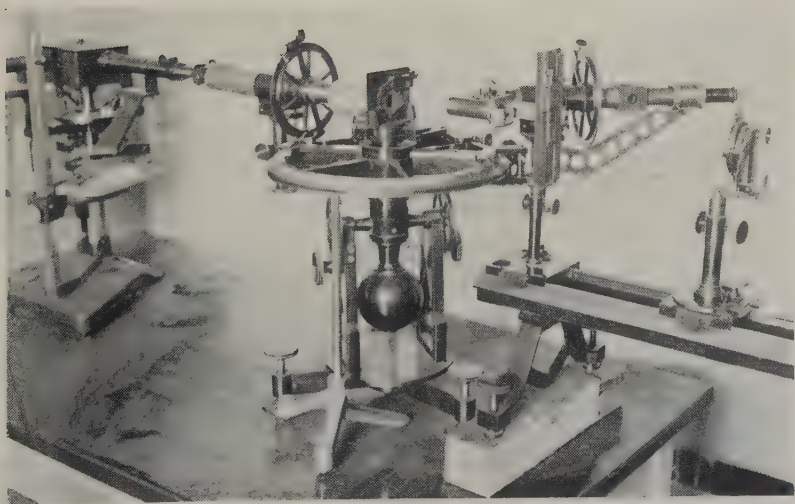
Cette formule montre qu'il existe une relation entre la hauteur utile h de l'arête et l'écart angulaire α des rayons diffractés examinés : choisissant le diamètre apparent C des plages, si l'on donne pour hauteur à l'image h' le diamètre de la pupille, le produit $(h\alpha)$ est fixé, et sa valeur est la même quel que soit le système de visée employé.

Une diminution de α augmente corrélativement la hauteur h : or h est limitée par la difficulté de se procurer un tranchant régulier de grandes dimensions. On adoptera un compromis, en donnant par exemple des valeurs à peu près égales à C et α d'une part, à h et h' d'autre part.

Dans mon montage, que représente la figure 12, l'arête est placée au foyer d'une lentille L_2 ($f_2 = 125$ mm.); cette disposition s'est révélée nécessaire, l'analyseur ne pouvant être rapproché suffisamment de l'écran. Les plages ont un diamètre de 5 mm., et sont à 275 mm. de L_2 ; l'angle α est égal à $\frac{5}{275}$, soit 2°3. En admettant pour le diamètre utile de la pupille une dimension moyenne de 4 mm., la formule (2) donne $h = 5$ mm., valeur qui convient très bien. Dans ces



Le Polarimètre-ellipsomètre.



Le montage photométrique.

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

conditions, l'analyseur placé dans la direction de déviation D reçoit donc tous les rayons diffractés compris entre les directions $D - 70'$, $D + 70'$.

Quant à la lunette d'observation, elle doit donner des plages une image vue nettement et sous un angle de 3° , et fournir de l'arête-source une image réelle sur laquelle on placera un œilleton. Tous les viseurs qui remplissent ces deux conditions sont équivalents, le choix ne pourra se faire que sur des considérations d'encombrement.

J'ai adopté un viseur formé d'une lentille convergente L_3 et d'une lentille divergente L_4 ; l'image de l'arête se fait immédiatement derrière L_4 , la vision étant normalement réglée à l'infini. Le cercle divisé de l'analyseur, placé à proximité du plan des plages, est, comme l'indique la figure, à une trentaine de centimètres de l'œil : distance commode pour effectuer les mesures.

Il reste à choisir les dimensions angulaires du faisceau des rayons incidents qui traverseront le glazebrook polariseur P . D'après les résultats du chapitre II, les rayons diffractés font avec l'arête le même angle que les rayons incidents. Il est clair qu'il suffit dans ces conditions de supposer l'analyseur A dans le prolongement du polariseur (déviation $D = 0$), et de donner au faisceau incident la même étendue qu'au faisceau admis dans A : le diaphragme placé contre le prisme polariseur sera conjugué du diaphragme formé par les plages.

Dans mon appareil, l'arête est éclairée par une lentille L_1 qui forme sur elle une image de la fente de sortie du monochromateur, l'image étant égale à l'objet. Le faisceau sortant du monochromateur est défini par la fente de sortie et par un diaphragme placé contre l'objectif : ce diaphragme est lui aussi conjugué des plages.

21. Description du polarimètre-ellipsomètre. — Les considérations qui précèdent ont déterminé les dimensions géné-

rales et le schéma de l'appareil. Sa réalisation pratique s'est effectuée sur le bâti d'un cercle de Jamin, tout indiqué à cause des cercles gradués verticaux que portent les deux bras mobiles. Ces deux cercles sont divisés en degrés, et portent des verniers au $1/10^e$: précision suffisante, comme nous le montrera l'étude du degré d'approximation des mesures (§ 24). Le cercle horizontal, sur lequel se mesurent les rotations de la plate-forme centrale et des deux bras, a un diamètre de 33 cm.

Les transformations mécaniques et optiques nécessitées par la nouvelle destination de l'appareil ont été effectuées au Laboratoire; les deux bras mobiles ont servi naturellement

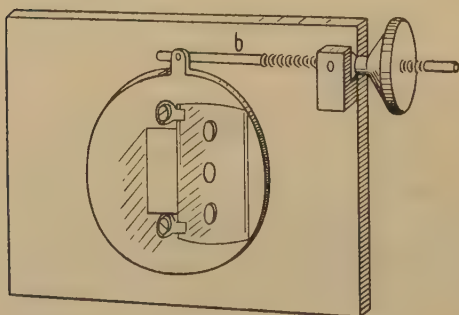


Fig. 13.

à supporter, l'un le polariseur, l'autre le système analyseur, la plate-forme formant support pour les écrans.

La planche II (figure du haut) montre une vue de l'appareil terminé. On y distingue,

à droite, le côté polariseur; à gauche, le bras mobile soutenant l'analyseur et sa lunette; au centre enfin, l'écran diffringent ⁽¹⁾.

Nous avons déjà décrit (§ 14, fig. 7) le support fixé sur la plate-forme; il faut noter cependant que la plaque P a été remplacée par une nouvelle plaque P', que représente la figure 13 : le réglage de l'inclinaison du plan de l'écran est

(1) Les deux roues munies de boutons moletés que l'on voit au-dessous du grand cercle horizontal permettent d'incliner ce cercle jusqu'à lui donner la position verticale; il va sans dire que ce réglage de l'appareil primitif n'est d'aucune utilité dans nos recherches.

naturellement supprimé, par contre, l'orientation exacte de l'arête dans le plan vertical est maintenant possible, grâce à une biellelette filetée b .

Le système polariseur, qu'une coupe schématique (fig. 14) suffit à décrire, porte le glazebrook P et la lentille L_1 , séparément orientables par rapport au faisceau incident grâce à trois vis de réglage.

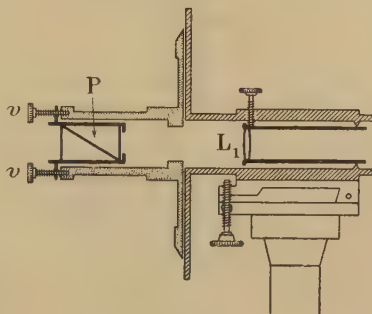


Fig. 14.

Le système analyseur (fig. 15) est soutenu par un bras incliné B ; il comprend l'analyseur proprement dit A , la lentille L_2 , la lunette L_3L_4 , et les micas quart d'onde Q et Q' . Les quarts d'onde sont placés sur des plaquettes de laiton percées de trois ouvertures : l'une est vide, les deux autres portent des lames de mica respectivement quart d'onde pour les radiations $0\ \mu\ 473$ et $0\ \mu\ 586$. L'emploi de micas immergés à l'intérieur de montures spéciales en coin est inutile, comme l'a montré L. Chaumont (*loc. cit.*), si la source lumineuse n'est pas strictement monochromatique : il suffit de serrer les lames entre deux glaces minces à faces parallèles. C'est de telles lames que j'ai employées, l'intervalle spectral donné par le monochromateur n'étant jamais au cours de mes mesures inférieur à $70\ \text{\AA}$ (§ 22).

La pièce qui tourne en entraînant les verniers du cercle vertical, figurée en grisé pointillé sur la figure 15, porte A et Q' . Sa rotation est guidée, d'un côté par le support fixe du cercle gradué, de l'autre par un tube fixé à l'extrémité supérieure du bras B et dans lequel s'engage la partie mobile : pour alléger le dessin, ces deux liaisons n'ont pas été représentées.

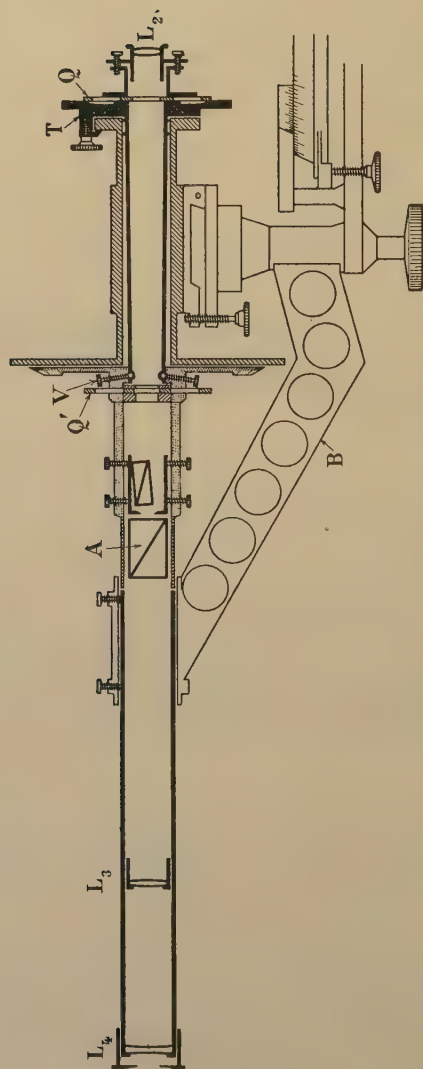


Fig 15.

Par contre, il est très visible sur le schéma que l'analyseur peut entraîner dans sa rotation le tube conique dessiné en trait gras, qui supporte le quart d'onde Q et la lentille L_2 ; cette dernière tourne donc avec Q , ce qui n'offre aucun inconvénient si le centrage est correct. Q et A sont solidaires à volonté l'un de l'autre, grâce à trois vis V fixées sur la pièce pointillée; le serrage des vis V applique fortement trois billes d'acier sur une gorge circulaire que porte la surface extérieure du tube conique.

Le même principe mécanique sert à immobiliser le quart d'onde Q' , une fois que l'on a orienté son axe lent parallèlement à la vibration pointée par A . La plaque qui porte Q' est en effet assujettie sur un tambour, lequel peut tourner à frottement doux à l'intérieur du tube analyseur (fig. 16) : on

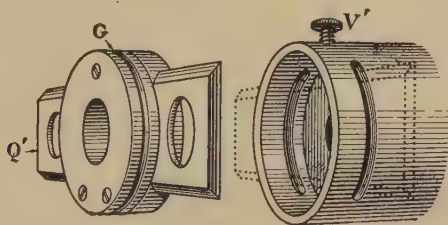


Fig. 16.

bloque ce mouvement, lorsque l'orientation de Q' est correcte, en serrant la vis V' qui applique une bille d'acier contre la saignée circulaire G taillée sur le tambour.

La réalisation mécanique de l'analyseur permet ainsi d'effectuer toutes les opérations décrites plus haut (§ 18), et d'analyser une vibration elliptique quelconque.

Pour les expériences de vérification que j'avais entreprises au début de ce travail, je ne mesurais que les orientations de la vibration diffractée. L'appareil était moins perfectionné : les quarts d'onde Q et Q' n'y figuraient pas, la lunette de visée se composait d'une seule lentille convergente, et l'arête de l'écran ne se trouvait donc pas au foyer de la lentille L_2 .

Le côté polariseur était à peu près identique, la lentille L_1 formant sur le bord de l'écran une image de la partie lumineuse d'une lampe à vapeur de sodium.

22. Le monochromateur. — Ne disposant pas au laboratoire d'un monochromateur convenable, j'en ai construit un en utilisant un goniomètre. Il a suffi de quelques modifications : fixation d'un prisme de Pellin-Broca sur la plate-forme, remplacement de l'oculaire par une fente de largeur réglable, déportement des axes de la lunette et du collimateur, qui ne passent plus par l'axe de rotation de la plate-forme. Ce dernier est en effet l'axe dit de M. Yvon [1, 4, 26], solution qui a l'avantage de ne pas déplacer latéralement le faisceau émergent. Le cercle du goniomètre mesurait, à l'approximation de 10 secondes, les angles de rotation de la lunette ; une transformation mécanique simple a permis de lui faire marquer l'azimut de la plate-forme. Une courbe d'étalonnage indique les azimuts en fonction de la longueur d'onde ; elle permet également de mesurer la dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$ du verre constituant le prisme.

En effet, si l'on appelle i l'angle d'incidence du faisceau sur la face d'entrée du prisme, et n l'indice du verre pour la radiation λ qui est exactement déviée de 90° , on a :

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{dn}{di} \times \frac{di}{d\lambda}$$

or $\frac{di}{d\lambda}$ n'est autre que la pente de la courbe d'étalonnage.

Quant à $\frac{dn}{di}$, on l'obtient en remarquant que le prisme de Pellin-Broca est équivalent à un prisme de 60° suivi d'un miroir plan : l'angle d'incidence i est tel que l'angle de réfraction r corresponde au minimum de déviation, c'est-à-dire tel que $r = 30^\circ$. On a donc :

$$\frac{dn}{di} = \frac{\cos i}{\sin r} = 2 \cos i.$$

L'angle i est connu pour chaque radiation si l'on a soin de repérer la lecture du cercle pour laquelle la face d'entrée du prisme est normale au faisceau incident (autocollimation).

L'évaluation de $\frac{dn}{d\lambda}$ est nécessaire pour connaître la largeur de la bande spectrale définie par le monochromateur ; celle-ci est donnée par la formule (1) :

$$(3) \quad \Delta\lambda = \tau \frac{a+b}{e \frac{dn}{d\lambda}}$$

où a et b désignent les largeurs des fentes d'entrée et de sortie, e la différence des épaisseurs de verre traversées par les rayons qui limitent le faisceau, et τ la largeur angulaire du faisceau qui sort de l'appareil. J'ai donné à a et b la même valeur : 0 mm. 5 ; pour le prisme employé, au voisinage de la radiation $\lambda = 0 \mu 540$ on avait :

$$\frac{dn}{d\lambda} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ par angström}$$

et la largeur de la bande spectrale était $\Delta\lambda = 140 \text{ \AA}$.

Mais l'intervalle spectral qui intervient en réalité dans la diffraction est égal à $\frac{\Delta\lambda}{2}$ seulement. Car la largeur d'arête qui diffracte la lumière est très petite, et tout se passe comme si cette portion seule était éclairée par le monochromateur. Comme on projette sur l'arête une image de mêmes dimensions que la fente de sortie, la largeur utile b' de cette façon est elle-même très petite devant la largeur réelle. Dans la formule (3) intervient $(a + b')$ au lieu de $(a + b)$, et comme b' est négligeable devant a , on a : $(a + b') \neq \frac{1}{2}(a + b)$.

Ainsi, pour la longueur d'onde $\lambda = 0 \mu 540$, la lumière qui pénètre dans l'analyseur est formée des radiations comprise entre $5400 \pm 35 \text{ \AA}$.

Il est avantageux, à certain point de vue, que la largeur de

(1) Voir en particulier G. Bruhat [3].

la fente de sortie qui contribue à fournir la lumière diffractée soit très faible : c'est que toute la lumière reçue par l'analyseur a ainsi sensiblement la même composition spectrale, la couleur des plages est donc uniforme.

23. Les réglages. — Les appareils étant en place, les principaux réglages à effectuer ont pour but :

1° De faire coïncider l'arête de l'écran avec l'axe de rotation de la plate-forme qui est aussi, par construction, l'axe de rotation de l'analyseur. L'opération a été décrite au cours du chapitre II (§ 14) ; lorsqu'elle est terminée, on oriente la fente de sortie du monochromateur en rendant son image projetée sur l'écran exactement parallèle à l'arête ;

2° De faire marquer à l'écran l'angle d'incidence φ_0 , à l'axe de l'analyseur la direction de déviation D . Pour déterminer l'angle φ_0 , il suffit de repérer la position de la plate-forme qui rend la première face du biseau de l'écran normale au faisceau incident. Cette position est obtenue grâce au faisceau réfléchi : il présente comme on le verra (§ 40) une portion verticale, dont la trace est visible sur la monture du glazebrook polariseur. En opérant de la même façon sur la seconde face du biseau, on mesure l'angle $2\pi - \chi$ que font entre elles les deux faces.

Pour placer l'analyseur dans la direction de déviation D , on repère la direction de déviation zéro, en pointant le faisceau incident.

3° D'orienter par rapport à l'arête la vibration rectiligne donnée par le polariseur. Voici la méthode employée.

Ecartant le système analyseur, on examine l'écran à l'aide d'un viseur placé sur le trajet du faisceau direct, et l'on superpose à l'image de l'arête l'un des fils du réticule ; on place ensuite l'analyseur dans la direction de déviation nulle, on adopte un angle de pénombre égal à zéro, et l'on ôte la lunette L_3L_4 du tube analyseur ; il suffit alors de viser la ligne de séparation des plages pour l'orienter, grâce au réti-

cule, parallèlement à la direction de l'arête. Dans ces conditions, la vibration rectiligne qu'éteint l'analyseur est parallèle à l'arête du Lippich : on ôte le viseur, on remet en place L_3L_4 et, tournant le prisme analyseur de 45° , on oriente le polariseur de façon à réaliser l'extinction des plages. Le réglage est terminé.

24. Précision des mesures. — Les rotations et ellipticités sont déterminées par les pointés de l'analyseur. La précision de ces pointés, qui dépend de la sensibilité de l'analyseur à pénombre, a été étudiée par L. Chaumont [8] et G. Bruhat [5].

Si l'on suppose que les deux plages ont le même coefficient de transmission et si l'on appelle 2β l'angle de pénombre (angle des deux vibrations rectilignes pointées dans les deux plages), on montre que l'éclairement commun des images rétinienne des plages lorsque l'on pointe une vibration rectiligne, ou le grand axe d'une vibration elliptique, est :

$$E = E_0 \tan^2 \xi + E_0 \sin^2 \beta \neq E_0 (\xi^2 + \beta^2).$$

E_0 correspond à l'éclairement qu'aurait l'image rétinienne si l'on enlevait l'analyseur et $(E_0 \tan^2 \xi)$ représente l'éclairement parasite, dû en particulier à l'ellipticité de la vibration analysée, à la lumière dépolarisée, etc.

Si l'on tourne l'analyseur de $\Delta\rho$, les éclairagements des deux moitiés du champ deviennent E_1 et E_2 ; l'égalité d'éclairement est détruite si $\frac{E_1 - E_2}{E}$ atteint la plus petite valeur $\frac{\Delta E}{E}$ perceptible à l'œil. On montre que : $E_1 - E_2 = 4 \frac{E\beta\Delta\rho}{\beta^2 + \xi^2}$.

La sensibilité est ainsi caractérisée par la quantité $\frac{1}{\Delta\rho}$, telle que :

$$(4) \quad \Delta\rho = \frac{\beta}{4} \frac{\Delta E}{E} \left(1 + \frac{\xi^2}{\beta^2} \right),$$

ou encore, puisque ξ est petit et que l'on a sensiblement $E = E_0 \beta^2$:

$$\Delta\rho = \frac{1}{4\sqrt{E_0}} \frac{\Delta E}{\sqrt{E}} \left(1 + \frac{\xi^2}{\beta^2} \right).$$

Cette dernière égalité montre, comme nous l'avions annoncé (§ 19), que la sensibilité est proportionnelle à la racine carrée de l'éclairement de l'image rétinienne.

Revenons à la formule (4). D'après les propriétés de l'œil, $\frac{\Delta E}{E}$ passe par un minimum (environ $\frac{1}{50}$) pour une certaine valeur E_m de l'éclairement E , et l'on doit choisir l'angle de pénombre 2β de façon à se placer dans ces conditions optima. Mais dans les recherches qui nous occupent, où E_0 est très faible, on serait conduit à adopter une valeur de β beaucoup trop grande, la sensibilité étant proportionnelle à $\frac{1}{\beta}$; il peut arriver aussi que E lui-même soit inférieur à la valeur E_m . De sorte que $\frac{\Delta E}{E}$ sera toujours sensiblement supérieur à $\frac{1}{50}$.

Pour calculer sur un cas concret la précision des pointés, je supposerai que $\frac{\Delta E}{E}$ est de l'ordre de $\frac{1}{20}$, que l'angle de pénombre 2β est égal à 12° (c'est la valeur adoptée après de nombreux essais pour les déviations allant de 10° à 30°). L'angle ξ dépend de la quantité de lumière parasite, et peut atteindre plusieurs degrés lorsque l'on pointe une vibration elliptique. Avec $\xi = 6^\circ$, la formule (4) donne pour $\Delta\rho$ la valeur 10 minutes. Si l'on pointe une vibration rectiligne, ξ devient beaucoup plus faible, et $\Delta\rho$ est réduit de moitié.

L'erreur probable peut être nettement supérieure à 10 minutes si l'on pointe une vibration franchement elliptique (les ellipticités rencontrées au cours de nos mesures ont parfois dépassé 15°), ou si l'éclairement est très faible. Elle sera moindre pour les petits angles de déviation, où E , et corrélativement $\frac{\Delta E}{E}$, sont augmentés. L'expérience montre

que la précision est plus faible en lumière bleue qu'en lumière rouge : *il semble que l'œil soit plus sensible aux variations relatives de E lorsque la longueur d'onde dépasse 0,5 micron.*

Dans mes mesures, chaque pointé était la moyenne de deux lectures faites en tournant l'analyseur dans des sens différents. Les deux nombres ainsi obtenus, avec des écrans d'acier, pour une déviation 20° et une radiation $0\ \mu\ 54$, diffèrent entre eux de 2 à 3 dixièmes de degré, ce qui est bien d'accord avec l'évaluation théorique.

Notons que l'inégale transmission des deux plages de l'analyseur de Lippich est la cause d'une erreur qui peut devenir notable si l'ellipticité de la vibration pointée n'est pas petite. Tuckermann a montré [47] que cette erreur est inversement proportionnelle à l'angle de pénombre, mais proportionnelle au carré de l'ellipticité; pour un angle 2β de 12° et une ellipticité de 5° , elle peut atteindre 5 minutes. On la diminuera en faisant suivre chaque pointé d'un second, l'analyseur ayant tourné de 180° dans l'intervalle.

Les résultats numériques indiqués plus loin (pour la lumière solaire) sont toujours obtenus par plusieurs pointés (une dizaine, parfois une vingtaine). On peut considérer d'une façon générale que les rotations ρ et les ellipticités ψ sont connues au dixième de degré près, à 2 ou 3 dixièmes lorsque la déviation D est trop grande, ou la longueur d'onde extérieure à l'intervalle 0,50-0,65 micron. Dans les premières mesures de rotation, effectuées avec la lampe à vapeur de sodium, la précision des nombres obtenus était comme on le verra nettement moins bonne.

Une cause d'inexactitude systématique des valeurs de ρ et ψ qui ne provient pas des mesures elles-mêmes, peut être due à un défaut d'orientation de la section principale du polariseur par rapport à la direction qui fait un angle de 45° avec l'arête. Il est évident que les valeurs des rotations surtout en seront affectées. Supposant en première approxi-

mation la vibration diffractée rectiligne, le calcul montre qu'une erreur d'orientation $\Delta\alpha$ nécessite sur la rotation mesurée ρ une correction :

$$\Delta\rho = \frac{2 \operatorname{tang} \rho}{1 - \operatorname{tang} \rho} \Delta\alpha.$$

Le procédé de réglage employé pour orienter le polariseur permet de diminuer $\Delta\alpha$ au-dessous de 10 minutes ; pour une rotation de 10° , l'erreur $\Delta\rho$ qui en résulte est donc sur notre montage de l'ordre de 4 minutes.

Etude en fonction de la déviation (incidence normale).

25. Premières recherches : rotations en lumière jaune. — Dans mes premières expériences, entreprises en 1934 avec une lampe à vapeur de sodium comme source de lumière (§ 21), je m'étais uniquement attaché à mesurer les rotations ρ .

J'utilisais comme écrans des lames de rasoir neuves, que je débarrassais des poussières qui pouvaient se trouver sur le tranchant en les essuyant délicatement avec un bâton en moelle de sureau. Le faisceau incident était normal à la face du biseau qui le recevait ($\varphi_0 = 90^\circ$) ; l'azimut de la vibration donnée par le polariseur était orienté à 45° de l'arête de l'écran. Je mesurais les rotations ρ pour des déviations D situées dans l'ombre géométrique, et j'exprimais les résultats par les nombres $[\operatorname{tang} (\pi/4 + \rho)]$.

Si l'on suppose la vibration diffractée rectiligne, $\operatorname{tang} (\pi/4 + \rho)$ représente le rapport N/P des amplitudes diffractées, pour les vibrations respectivement perpendiculaires et parallèles à l'arête : rapport que d'autres auteurs désignent par σ/π .

Les lames de rasoir neuves (Gillette, Gibbs, etc.) donnent des résultats très voisins ; le tableau III montre les nombres obtenus avec l'une d'elles (écran n° 2).

TABLEAU III

Déviations D	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°
Rotations ρ (degrès)	0	2,4 $\pm 0,1$	5,3 ₅ $\pm 0,2$	8,2 ₅ $\pm 0,4$	10,4 $\pm 0,5$	13,2 $\pm 0,6$	15,4 $\pm 0,6$	18,1 ₅ $\pm 0,6$	20,4 $\pm 0,6$
Tang ($\pi/4 + \rho$)	1,00	1,10	1,22	1,34	1,45	1,61	1,76	1,98	2,22

Au cours de mesures analogues effectuées en lumière blanche, F. Jentzsch [19] a donné à l'azimut θ de la vibration incidente (angle de cette vibration avec le bord vertical de l'écran) les valeurs 45° et 55°; le faisceau lumineux incident était normal à l'écran. Dans ces conditions, si α est l'angle de la vibration diffractée avec la verticale, le rapport N/P des amplitudes diffractées est sensiblement égal à $\tan \alpha / \tan \theta$ (l'égalité serait rigoureuse si la vibration diffractée était rectiligne). L'expression $\tan \alpha / \tan \theta$ doit donc être indépendante de θ ; or, M. Jentzsch a obtenu en général des valeurs plus faibles pour $\theta = 55^\circ$ que pour $\theta = 45^\circ$.

J'ai effectué des mesures analogues, en gardant la déviation D constante (20° vers l'ombre), et en faisant varier systématiquement θ . Le tableau IV donne les résultats, pour des angles θ variant entre 15° et 65°.

TABLEAU IV

θ	15°	25°	35°	45°	60°	65°
α	21°,8	35°,1	46°,3	56°,2	68°,9	72°,7
Tang $\alpha / \tan \theta$	1,49 ₂	1,50 ₇	1,49 ₄	1,49 ₃	1,49 ₆	1,49 ₇

La différence entre les nombres de la dernière ligne et la valeur moyenne 1,496 est inférieure à la précision des mesures.

J'ai pensé que la discordance des résultats de M. Jentzsch pouvait être recherchée dans l'ellipticité de la vibration diffractée. De cette ellipticité, qui est notable, comme on le verra, aux déviations assez grandes, résulte que $\tan \alpha / \tan \theta$ n'est pas constant lorsque θ varie. Mais le calcul montre que les écarts sont trop petits pour apparaître dans les mesures. En effet, si l'on suppose que le rapport des amplitudes N et P des vibrations diffractées aux vibrations incidentes et la différence de marche ($\delta_P - \delta_N$) restent constants pour les différents azimuts θ , on peut déterminer l'angle α et en déduire les valeurs du rapport $\tan \alpha / \tan \theta$. J'ai effectué les calculs en partant des nombres que donne la théorie, pour un coin d'acier de 16° , avec $D = 20^\circ$ et $\lambda = 0,54 \mu$ (§ 35) :

$$\frac{N}{P} = \frac{6,35_0}{4,77_8} \quad \text{et} \quad \frac{P - \delta_N}{\lambda} = -0,020_3,$$

valeurs en accord avec mes expériences ultérieures. J'ai trouvé ainsi :

Déviatiou 20°

θ	15°	45°	55°	65°
α	$19^\circ 31' 2$	$53^\circ 09' 2$	$62^\circ 22' 2$	$70^\circ 48' 8$
$\tan \alpha / \tan \theta$.	1,323	1,334	1,337	1,340

Les écarts sur la valeur moyenne obtenue pour 45° sont inférieurs à 1 0/0, et justifient les résultats du tableau III.

Mais dans tous les cas, les résultats pour $\theta = 55^\circ$ sont supérieurs à ceux qui correspondent à $\theta = 45^\circ$; on peut le démontrer théoriquement, mais il suffit pour s'en convaincre d'effectuer le même calcul pour une déviation plus grande, 40° par exemple. On partira toujours des données de la théorie. Voici le résultat :

Déviatiôn 40°

θ	45°	55°
α	62°12'6	69°54'2
$\text{tang } \alpha / \text{tang } \theta$. .	1,897	1,913

Or, les nombres de M. Jentzsch, à une exception près, présentent entre eux des écarts *de sens inverse* de celui que nous venons de trouver. Il faut, comme ce physicien, conclure que ses mesures sont entachées d'une erreur expérimentale systématique.

26. Diverses valeurs de la rotation. — Au cours des mesures de ρ pour $\theta = 45^\circ$, j'ai remarqué que le simple fait d'essuyer le tranchant avec de la moelle de sureau *donnait une augmentation progressive de ρ* , d'autant plus rapide que la déviation était plus importante. Il est naturel de penser que les rotations sont d'autant plus grandes que le tranchant de la lame est plus émoussé.

D'autre part, les valeurs de ρ contenues dans le tableau III sont notablement inférieures à celles qu'avaient obtenues les expérimentateurs précédents ; elles sont même inférieures, comme on le verra au chapitre VII, aux valeurs qu'indique la théorie électromagnétique pour un écran parfaitement réfléchissant.

Ces considérations m'ont amené à étudier de façon plus précise le rôle de l'émoussement du tranchant, et de l'altération des propriétés réfléchissantes de l'écran. J'émoussai l'arête progressivement en lui faisant d'abord trancher des bâtons de moelle de sureau, en lui faisant ensuite entailler un morceau de bois ; quant à la modification du pouvoir réflecteur de l'écran, je l'obtins par noircissement chimique (§ 9). Les résultats sont résumés dans le tableau V et sur la figure 17.

TABLEAU V

Déviations D	0°	10°	15°	20°	25°	Observations
Rotations ρ (en degrés)	1 0	4,7	7,2	9,7	12,0	Lame d'acier n° 7, neuve
	2 0	7,0	10,4	13,6	16,9	la même, émoussée
	3 0	2,7	4,0	5,4	7,0	la même, noircie ensuite
	4 0	4,0	5,7	7,7	?	la même, de nouveau émoussée
	5 0	4,9	7,4	?		la même, encore plus émoussée

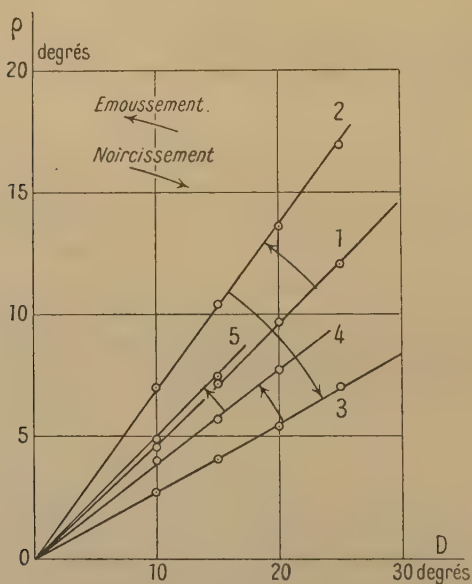


Fig. 17.

Ils montrent que l'émoussement du tranchant et la diminution du pouvoir réflecteur de l'écran agissent en sens contraire sur la rotation, la première cause augmentant ρ , la seconde cause diminuant sa valeur. D'ailleurs, l'augmentation du pouvoir réflecteur a également dû jouer pour les

courbes 4 et 5, le frottement par un corps étranger enlevant sans doute en partie le dépôt noir du tranchant.

Nous verrons dans la deuxième partie du présent Mémoire (§§ 41, 42), l'interprétation théorique de ces résultats.

27. Rotations et ellipticités. — J'ai poursuivi les recherches en utilisant la lumière solaire, avec le polarimètre-ellipsomètre décrit au début de ce chapitre. La vibration incidente est, comme toujours désormais, orientée à 45° de l'arête; la longueur d'onde est $0\ \mu\ 540$ ⁽¹⁾; le faisceau incident est normal à la face du biseau de l'écran qui le reçoit.

La moindre altération du bord de l'écran changeant les valeurs des rotations, les lames de rasoir ont été utilisées *immédiatement après leur*

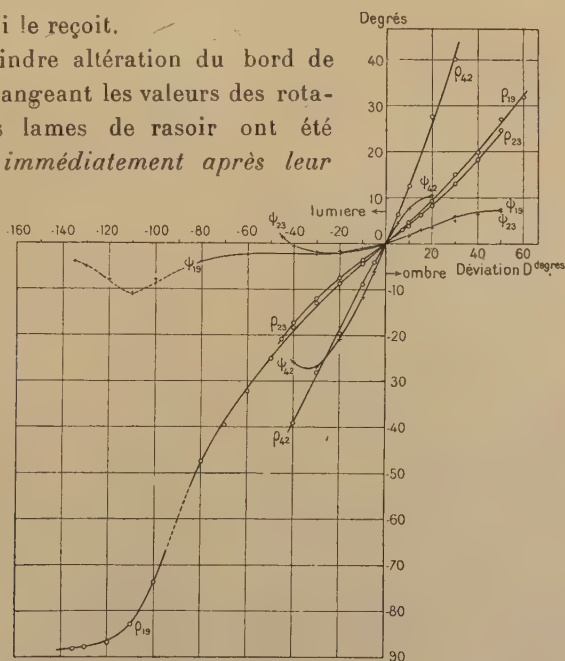


Fig. 18.

⁽¹⁾ Cette longueur d'onde a été choisie parce que l'on connaît pour elle les constantes optiques d'échantillons d'acier, d'or et de cuivre, et parce qu'elle est voisine du maximum de sensibilité de l'œil.

TABLEAU VI

Lame n° 23 (biseau de 15°) :																						
Déviatiou D (degrés)	.	.	.	.	.	-45	-40	-30	-20	-10	0	3	5	7	10	15	20	30	40	50		
ρ degrés	.	.	.	.	.	-21,0	-17,5	-12,2	-7,7	-3,7	0	1,3	2,0	2,9	4,0	6,1	8,2	13,0	18,4	24,6		
ψ —	.	.	.	.	.	+1,3?	-0,4?	-2,0	-2,1	-1,0	0	—	—	—	1,9	2,8	3,8	5,0	6,3	6,9		
Lame n° 19 (biseau de 12°5) :																						
Déviatiou D (degrés)	.	.	-135	-130	-120	-110	-100	-80	-70	-60	-50	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40	50	60
ρ degré	.	.	-88,3	-88,0	-87,0	-83,0	-74,0	-47,5	-39,5	-32,4	-25,2	-18,2	-13,1	-8,8	-4,1	0	4,6	9,2	15,0	20,0	27,1	32,0
ψ —	.	.	-4?	-5?	-8?	-11?	-8?	-4?	—	-2,5?	—	—	-2,2	-1,6	-1,0	0	1,7	3,5	5,7	6,3	7,1	—
Lame arrondie n° 42 :																						
Déviatiou D (degrés)	.	.	.	.	.	.	-40	-30	-20	-10	-5	0	5	10	20	30						
ρ degrés	.	.	.	.	.	.	-39,2	-29,1	-1,6	-9,0	-4,1	0	6,2	12,6	27,4	40?						
ψ —	.	.	.	.	.	.	-26	-27	-21,0	-11,8	-6,1	0	4,4	7,5	10,4	—						

extraction de l'emballage qui les protège (§ 9). Les rotations ρ du côté de l'ombre géométrique sont de cette façon un peu inférieures à celles du tableau III, les ellipticités ψ présentent la même allure de variation que les rotations. D'autre part, ρ et ψ sont négatifs du côté de la lumière et plus faibles en valeur absolue, à déviation égale, que du côté de l'ombre ; cette dissymétrie est plus prononcée pour ψ que pour ρ .

Ces résultats valent pour des lames neuves : le tableau VI et la figure 18 montrent ainsi les valeurs de ρ et ψ pour les écrans neufs n^{os} 23 ($2\pi - \chi = 15^\circ$) et 19 ($2\pi - \chi = 12^\circ 5'$). Ce dernier a été étudié principalement sous de grands angles de déviation, du côté de la lumière géométrique ; les observations sont interrompues au voisinage de $D = 90^\circ$ par la présence du support de l'écran.

Les valeurs de ρ et ψ qui correspondent à ces deux écrans sont assez voisines, pour un même angle de déviation. Les lames de rasoir de bonne marque conduisent toujours à des valeurs analogues : de telles lames, examinées au microscope, apparaissent bien rectilignes. Une lame qui présente au contraire, même neuve, de petites dentelures, comme la lame « PY Solingen » n^o 9 (Pl. I), donne des rotations beaucoup plus grandes : $15^\circ 9'$ pour $D = + 20^\circ$, avec $\psi = 2^\circ 9'$.

Si on arrondit à dessein le tranchant d'une lame, les rotations sont encore plus augmentées : on trouve à côté des résultats relatifs aux lames 23 et 19, les valeurs de ρ et ψ fournies par une lame de rasoir (n^o 42) que l'on a usée régulièrement sur une pierre à huile, de façon à arrondir très légèrement la section droite du biseau ; on voit que les ellipticités elles-mêmes sont beaucoup accrues, surtout dans la région des déviations négatives.

La précision de ces mesures polarimétriques est supérieure à celle que donnait la lumière au sodium (§ 24) ; elle est de l'ordre de 1 à 2/10 de degré pour les lames 23 et 19 dans toutes les déviations du côté de l'ombre et dans les dévia-

tions inférieures à 30° du côté lumière ; au delà, la précision diminue beaucoup par suite de la présence de lumière dépolarisée, qui ôte leur sens aux mesures d'ellipticité : il subsiste au cours de ces dernières un éclaircissement résiduel des plages qui devient important au delà de 50° à 60° . Cette lumière parasite est causée *par de la réflexion et de la diffusion sur le bord de l'écran* ; c'est à la réflexion, on le montrera plus loin de façon précise (§ 46), qu'est due l'augmentation rapide de ρ pour la région de lumière géométrique.

Pour la lame arrondie, les résultats sont très peu précis :

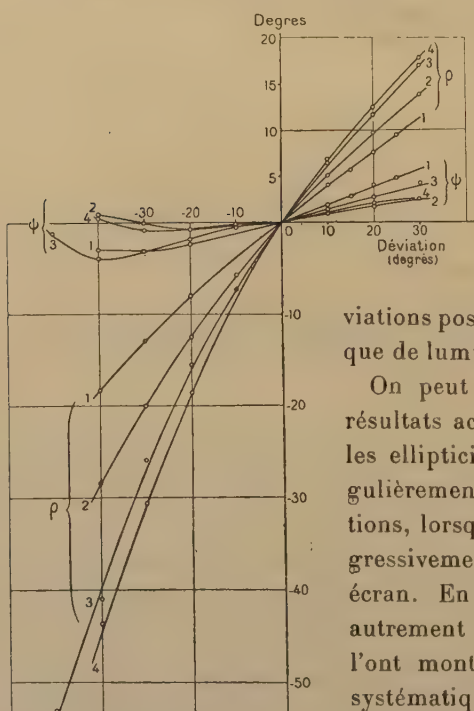


Fig. 19.

dans la région de déviation négative, c'est la lumière parasite qui gêne considérablement les mesures, dans la région des dé-

viation positives, c'est le manque de lumière diffractée.

On peut penser devant les résultats acquis jusqu'ici que les ellipticités augmentent régulièrement, comme les rotations, lorsqu'on émousse progressivement le tranchant d'un écran. En réalité, il en va autrement au début, comme l'ont montré des expériences systématiques : en passant à plusieurs reprises l'arête d'une lame neuve dans de la moelle de sureau, nous sommes par-

venu aux conclusions suivantes (tableau VII, figure 19).

Par altération de l'arête :

- 1° les rotations ρ augmentent toujours très régulièrement ;
- 2° l'augmentation de ρ est plus importante dans la région des grandes déviations négatives,
- 3° pour les ellipticités ψ , il n'y a pas de règle fixe. Toutefois, si l'on arrondit régulièrement l'arête à l'aide d'une pierre à aiguiser, on augmente fortement ψ (lame n° 42, fig. 18).

Les résultats concernant les ellipticités peuvent s'expliquer si l'on considère que le frottement de la moelle de sureau fait apparaître, ou disparaître selon les cas, des irrégularités du tranchant, des dentelures, qui dépolarisent la lumière qu'elles diffusent.

Quoi qu'il en soit, l'augmentation constante de ρ avec les altérations du biseau conduit à penser que *les résultats les plus satisfaisants sont ceux où les rotations sont les plus faibles*. Les mesures effectuées sur l'écran n° 23 (tableau VI) sont à retenir à cet égard.

Etude en fonction de l'angle d'incidence (déviations : 20° vers l'ombre).

28. Résultats des mesures polarimétriques. — L'analyse des vibrations diffractées sous des angles d'incidence variables a été effectuée avec le polarimètre utilisant la lumière solaire et pour la longueur d'onde $0\ \mu\ 540$. Il fallait choisir un angle de déviation qui restât fixe au cours des mesures : j'ai adopté la région de l'ombre géométrique pour m'affranchir de la lumière réfléchie par le bord de l'écran, et une déviation moyenne de 20°, qui est déjà suffisamment grande pour renseigner sur le phénomène général de la diffraction éloignée, tout en fournissant encore assez de lumière pour permettre des mesures précises. Les écrans sont toujours des

lames de rasoir en acier, d'abord neuves, puis émoussées, enfin franchement arrondies.

D'une façon générale, l'expérience montre que *rotations* ρ et *ellipticités* ψ augmentent toujours lorsque le rayon incident, ou le rayon diffracté, se rapproche de la surface de l'écran, c'est-à-dire lorsque l'angle φ_0 tend vers zéro ou vers $(\chi - 180 - D)$ degrés. Il est d'ailleurs évident que φ_0 ne pourra varier qu'entre ces valeurs extrêmes.

On a inscrit dans le tableau VIII les valeurs de ρ et ψ mesurées sous divers angles φ_0 : d'abord pour un écran « type » (n° 12, $2\pi - \chi = 12^\circ 5$) qui indique l'allure générale des résultats donnés par les lames neuves ; ensuite, pour une lame que l'on a émoussée à l'aide d'un morceau de bois et de moelle de sureau (n° 45, $2\pi - \chi = 13^\circ$).

TABLEAU VIII

Ecran		Angles en degrés							
Lame n° 12 neuve (biseau de $12^\circ 5$)	φ_0	15	30	50	70	90	110	130	137
	ρ	14,9	11,2	8,9	8,1	9,1	13,2	18,7	22,2
	ψ	8,2	4,8	3,9	3,6	3,8	4,4	5,8	7,4
Lame n° 45 neuve	φ_0	30	40	50	70	90	110	120	130
	ρ	12,7	10,2	8,8	6,5	6,2	9,0	11,1	13,9
	ψ	8,0	6,0	5,1	4,3	5,0	7,8	9,5	11,6
Lame n° 45 émoussée	φ_0		30	50	70	90	110	130	
	ρ		15,9	12,4	10,3	9,2	9,3	10,7	
	ψ		9,7	5,2	4,0	4,0	4,6	5,8	

La figure 20, qui illustre les résultats, montre que les courbes représentatives sont à peu près symétriques pour des lames neuves, par rapport à l'axe $\varphi_0 = 1/2(\chi - 180 - D)$, mais qu'elles se déforment de façon irrégulière lorsque l'on émousse le tranchant ; le minimum de ρ , qui ne correspond pas forcément au minimum de ψ , se déplace soit vers la droite (c'est le cas de la figure), soit vers la gauche, comme d'autres expériences nous l'ont montré.

Notons que l'émoussement a fait augmenter ρ et diminuer ψ , sur la lame 45, pour l'incidence normale $\varphi_0 = 90^\circ$. Les courbes des rotations et des ellipticités se sont en même temps aplaties, le minimum étant moins accentué que pour une lame neuve.

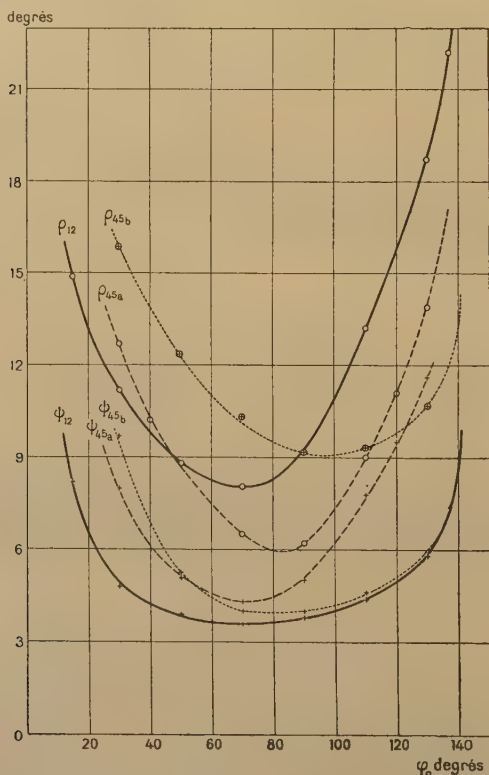


Fig. 20.

Ce dernier résultat est général : si l'on arrondit régulièrement le tranchant de l'écran, on n'arrive même plus à discerner une variation de ρ ni de ψ avec l'angle d'incidence. C'est ce qui se produit pour la lame n° 42, déjà étudiée au paragraphe précédent ; le manque de lumière diffractée nous a

conduit à effectuer les mesures sous une déviation de $+10^\circ$: l'angle φ_0 variant entre 30° et 130° , on a trouvé :

$$\rho = 12.6 \pm 0.2 \quad \psi = 7.5 \pm 0.2,$$

sans que les petites différences entre les résultats numériques dépassent les erreurs de mesure.

La constance de ρ et de ψ pour un écran arrondi ne surprendra point si l'on songe que la partie diffringente « utile » est une petite région située au voisinage immédiat de l'arête. La modification de l'angle φ_0 correspond en somme à un roulement de la figure invariable SOM (formée par le rayon incident moyen SO et le rayon diffracté moyen OM) autour de la surface cylindrique de l'écran (fig. 21). Si le rayon de courbure de la surface varie peu au voisinage du sommet, le phénomène de la diffraction

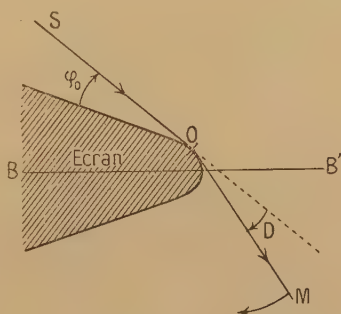


Fig. 21.

sous deux valeurs différentes de φ_0 se fera dans des conditions expérimentales identiques, ρ et ψ resteront constants : on aura l'équivalent de la diffraction au bord d'un fil métallique à section circulaire.

Toute variation dissymétrique du rayon de courbure de part et d'autre de la position moyenne (pour laquelle la bissectrice de l'angle SOM est confondue avec la bissectrice BB' de la section droite du tranchant) se traduira au contraire par une dissymétrie des courbes ρ , ψ en fonction de φ_0 . On comprend ainsi que l'émoussement d'une lame déforme les courbes expérimentales dans un sens ou dans l'autre : cette déformation est l'image de l'altération irrégulière du tran-

chant. Il faut d'un autre côté songer qu'il y a intégration des phénomènes sur toute la hauteur éclairée de l'arête (plusieurs millimètres).

En conclusion, nous voyons que les résultats de l'étude en fonction de l'angle d'incidence sont directement influencés par la *forme* même du tranchant, et qu'ils varieront d'un écran à l'autre. L'étude théorique nous montrera (§ 43) que l'on pourrait trouver là un moyen d'investigation pour rechercher sans les altérer les irrégularités de courbure d'un biseau aigu : couteau de balance, etc. On sait que l'on se heurte à de grandes difficultés dans l'étude directe d'un très petit rayon de courbure ; on trouvera dans un article de M. F. Jentzsch [19] l'exposé des différentes méthodes déjà expérimentées sans grand succès.

Etude en fonction de la longueur d'onde (métaux divers).

29. Résultats des mesures. — Pour l'étude en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, j'ai choisi encore la déviation $D = + 20^\circ$, comme la plus favorable aux mesu-

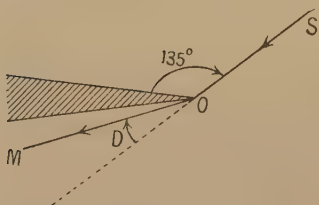


Fig. 22

res. L'angle d'incidence φ_0 de la lumière sur l'écran était égal à 135° : afin de rendre importantes les variations relatives de ρ et de ψ , je me suis placé dans des conditions où ρ et ψ eux-mêmes étaient grands, c'est-à-dire en incidence oblique. L'angle φ_0 utilisé ($\varphi_0 = 135^\circ$) était à peu près

à la limite de l'obliquité admissible sur mon montage ; en effet, avec un angle du biseau de 15° et une déviation de 20° ,

l'axe du faisceau de rayons reçus par l'analyseur ne forme plus qu'un angle de $45^\circ - 15^\circ - 20^\circ = 10^\circ$ avec la seconde face du tranchant (fig. 22).

Les écrans utilisés ont été successivement en acier, en acier recouvert d'or sur ses deux faces par projection cathodique, enfin en cuivre, taillés dans une plaque de ce métal (§ 11). Voici (tableau IX, figures 23 et 24) les résultats des mesures effectuées sur trois de ces écrans. La précision varie entre 0°1 (milieu du spectre) et un demi-degré environ (extrémités du spectre).

Pour l'acier, les rotations croissent régulièrement du violet vers le rouge, plus ou moins rapidement suivant les lames; les ellipticités varient peu, diminuant en général quand λ croît, restant parfois à peu près constantes ou croissant très légèrement. Ces différences sont sans doute le fait des variations des propriétés réfléchissantes du métal

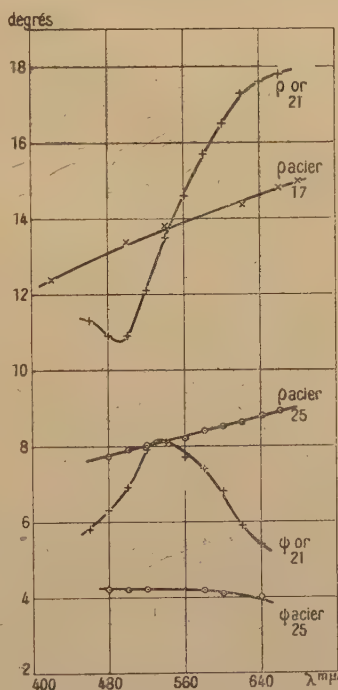


Fig. 23.

selon les échantillons, le degré de polissage de l'arête, les impuretés de toute sorte qui peuvent la recouvrir.

Il faut noter aussi que, d'après l'étude poursuivie au paragraphe précédent, et en raison de l'incidence choisie, les valeurs de ρ ou ϕ pour une radiation donnée s'étaleront suivant les écrans entre des limites assez étendues, plus étendues en tous cas que si l'on avait adopté l'incidence normale.

TABLEAU IX

Longueur d'onde	Ecran d'acier n° 25		Ecran d'acier doré n° 21		Ecran de cuivre n° 31	
	ρ	ψ	ρ	ψ	ρ	ψ
0μ 460	—	—	11,3	5,8	—	—
480	7,7	4,2	10,9	6,3	17,5	—
500	7,9	4,2	10,9	6,9	—	—
520	8,0	4,2	12,1	7,9	18,0	12,5
540	—	—	13,5	8,1	17,9	12,9
560	8,2	—	14,6	7,7	18,8	14,5
580	8,4	4,2	15,7	7,4	22,5	16,3
600	8,5	4,1	16,5	6,7	27,1	15,2
620	8,6	—	17,3	5,9	28,4	13,2
640	8,8	4,0	17,6	5,4	29,2	11,3
660	8,9	—	17,8	—	29,7	11,0

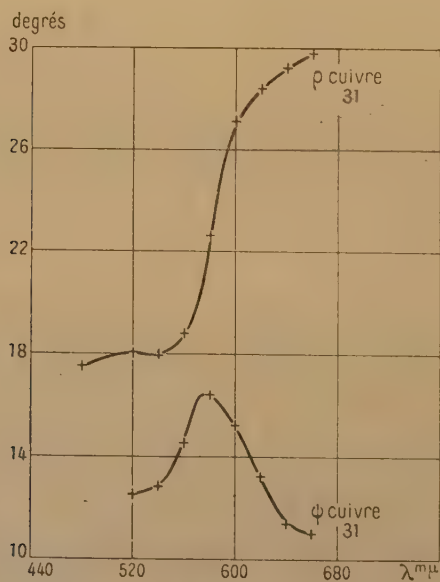


Fig. 24.

Ainsi le vecteur complexe $\mathbf{E}_1$ (21) pour l'onde $\mathbf{E}$ est une fonction de la figure et donne une courbe $\mathbf{E}_1$ (figure 1) qui est une courbe lisse, c'est-à-dire, d'après les résultats précédents, que la perturbation dans les courbes d'onde, comme avec les autres courbes, dans l'absence des courbes $\mathbf{E}$ et $\mathbf{E}_1$ est égale à zéro. En outre, les valeurs absolues de $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ dépendent, comme on le voit, de la forme de l'onde.

Les courbes complexes $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont des courbes de forme non périodique, et les courbes complexes $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont des courbes lisses, c'est-à-dire, d'après les résultats précédents, que la perturbation dans les courbes d'onde, comme avec les autres courbes, dans l'absence des courbes $\mathbf{E}$ et $\mathbf{E}_1$ est égale à zéro. En outre, les valeurs absolues de $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ dépendent, comme on le voit, de la forme de l'onde.

Les courbes complexes $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont des courbes de forme non périodique, et les courbes complexes $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont des courbes lisses, c'est-à-dire, d'après les résultats précédents, que la perturbation dans les courbes d'onde, comme avec les autres courbes, dans l'absence des courbes $\mathbf{E}$ et $\mathbf{E}_1$ est égale à zéro. En outre, les valeurs absolues de $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ dépendent, comme on le voit, de la forme de l'onde.

Il est facile de voir que la relation des propriétés d'onde, c'est-à-dire, la courbe complexe $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ sont des courbes lisses, c'est-à-dire, d'après les résultats précédents, que la perturbation dans les courbes d'onde, comme avec les autres courbes, dans l'absence des courbes $\mathbf{E}$ et $\mathbf{E}_1$ est égale à zéro. En outre, les valeurs absolues de $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ dépendent, comme on le voit, de la forme de l'onde.

CHAPITRE IV

Intensité de la lumière diffractée.

30. Principe des mesures. — A l'aide d'un montage photométrique sans écran diffusant, on a étudié l'intensité de la vibration diffractée lorsque la lumière incidente, rectilignement polarisée, vibre soit parallèlement (cas P), soit perpendiculairement (cas N) à l'arête. On sait que dans ces conditions la lumière diffractée est elle-même rectiligne et vibre soit verticalement, soit horizontalement.

Remarquons que cette étude photométrique sera certainement plus imparfaite que l'étude polarimétrique, qui fait intervenir non seulement les intensités des vibrations diffractées (par leur rapport), mais encore leur différence de phase. Aussi nous bornerons-nous à faire varier la déviation D , la longueur d'onde de la lumière étant $0\ \mu\ 540$ et l'angle d'incidence demeurant égal à 90° .

Le montage doit permettre une comparaison avec l'intensité de la lumière incidente; celui que j'ai adopté utilise un cube de Lummer, le faisceau de référence est fourni par la lumière directe ramenée par réflexion dans la direction convenable.

L'appareil qui a servi aux mesures est une modification du polarimètre déjà décrit. La partie qui suit L_2 a été transformée, le cube de Lummer remplaçant l'analyseur A (fig. 25). On examine les plages à travers une lentille L_3 , qui forme sur la pupille de l'œil une image de la partie lumineuse de l'arête; l'usage d'une lentille unique s'était révélé inapplicable dans le cas de l'analyseur de Lippich, l'aspect de l'arête

du petit prisme changeant au moindre déplacement de l'œil. L'étude du champ et de la clarté que nous avons faite dans le cas du polarimètre s'applique ici sans modification, la hauteur utile de l'arête diffringente est du même ordre de grandeur, et le faisceau de rayons diffractés est celui qui entrait dans l'analyseur.

La partie du faisceau direct qui n'est pas arrêtée par l'écran est reprise par une lentille L'_2 , traverse une cale C_1 et un coin photométrique gradué C_2 , tous deux en verre neutre, puis est

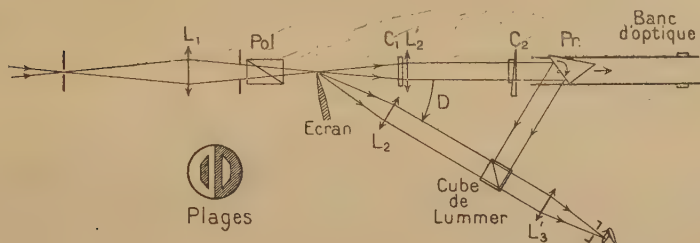


Fig. 25.

réfléchi sur l'une des faces d'un prisme rectangle Pr en crown ⁽¹⁾ et pénètre enfin dans le cube. L'ensemble de $L'_2 C_1 C_2$ Pr est porté par un banc d'optique orienté dans le prolongement du polariseur; pour chaque angle de déviation D , on règle la position du prisme de telle façon que l'image de l'arête formée par le faisceau direct sur la pupille de l'œil coïncide avec l'image fournie par le faisceau diffracté.

La réflexion sur (Pr) a lieu sous un angle d'incidence i égal à $\frac{\pi}{4} - \frac{D}{2}$, et comme les deux composantes P et N que l'on étudie séparément sont respectivement normale et parallèle

(1) L'emploi d'un prisme est avantageux parce que son indice peut être facilement mesuré avec précision; une lame à faces parallèles fournirait d'autre part un second faisceau gênant, réfléchi sur la face arrière.

au plan d'incidence, les formules de la réflexion vitreuse permettent de calculer la « densité optique » équivalant à l'affaiblissement par réflexion.

La disposition de C_1 en avant de L'_2 permet, si l'on incline un peu la cale, de faire passer à côté de l'écran la lumière réfléchie sur la cale. Cette lumière réfléchie, inévitable quel que soit le montage, fausserait les mesures si elle était de nouveau renvoyée par l'écran.

La mesure de l'indice de réfraction du prisme pour la radiation $0\ \mu\ 540$ a donné : $1,5302 \pm 0,0002$. Si, comme les expériences de Lord Rayleigh l'ont montré, les valeurs absolues des intensités réfléchies dépendent de l'état de vieillissement de la surface de verre, on peut penser que leurs variations relatives avec l'angle d'incidence suivent de façon suffisamment approchée la théorie de Fresnel pour permettre l'étude au moins qualitative des intensités diffractées.

L'œil étant à l'oculaire, on manœuvre le coin pour obtenir l'identité d'aspect des plages. A un facteur constant près, l'intensité de la lumière diffractée est représentée par son logarithme, qui s'obtient en changeant de signe la somme des densités optiques de la cale, du coin, et de la densité équivalente à la réflexion. Ce sont les nombres ainsi obtenus qui seront donnés plus loin; ils sont précis à 0,02 ou 0,05 près, dans la région des déviations faibles, les erreurs devenant notablement plus importantes aux grandes déviations. Cela représente une précision relative sur l'intensité de l'ordre de 5 à 7 0/0 dans les meilleures conditions.

Le centrage du bord de l'écran sur la plate-forme-support doit être particulièrement soigné, puisqu'il détermine la largeur de la partie rétrécie du faisceau direct qui traverse la lentille L'_2 , c'est-à-dire l'intensité lumineuse que reçoit le prisme. Le cube de Lummer ne permettant pas de passer des déviations positives aux déviations négatives par chan-

TABLEAU X

Déviations D		-60°	-50°	-40°	-30°	-20°	-16°	0	+16°	+20°	+30°	+40°	+50°	+60°
Lame d'acier neuve n° 38	colog In	5,43	5,48	5,26	5,06	4,65	—	0	—	4,35	4,65	4,85	5,01	5,27
	colog Ip	4,88	4,79	4,75	4,70	4,36	—	0	—	4,61	5,04	5,43	5,76	6,40
Lame d'acier arrondie n° 42	colog In	3,07	3,24	3,40	3,76	4,00	4,16	0	5,17	5,58	6,16	6,60	7,55	—
	colog Ip	2,83	2,97	3,01	3,14	3,48	3,53	0	5,83	6,45	7,49	?	?	—
Lame noircie n° 43	colog In	—	5,83	5,81	5,61	5,24	5,10	0	5,07	5,19	5,50	5,74	6,02	—
	colog Ip	—	5,22	5,37	5,18	4,99	4,88	0	5,08	5,22	5,57	5,85	6,27	—
Lame d'acier n° 41	neuve	colog In	6,36	5,70	5,42	4,72	—	0	—	4,54	4,92	5,25	5,67	6,19
			5,50	5,36	5,10	4,40	—	0	—	4,66	5,08	5,45	6,03	6,65
	émoussée	colog In	6,10	5,85	5,58	5,25	4,65	0	—	4,48	4,87	5,08	5,45	5,75
			5,28	5,20	4,97	4,78	4,29	0	—	4,81	5,22	5,63	6,35	7,10

gement de l'azimut du tube photométrique, on a opéré par rotation de l'écran lui-même.

Nous donnons sur la planche II (figure du bas) une photographie du montage ; on y distingue à droite le banc d'optique portant le coin C_2 et le prisme (Pr). Le cube de Lummer est porté par le bras mobile reconnaissable à son support ajouré.

31. Résultats expérimentaux. — On a donc mesuré l'une après l'autre les intensités I_P et I_N pour des déviations dans l'ombre ou la lumière géométriques. L'encombrement des appareils ne permettait pas d'étudier les déviations inférieures à 16° .

Avec des lames d'acier neuves, les résultats sont toujours analogues à ceux qu'indique le tableau X pour la lame n° 38

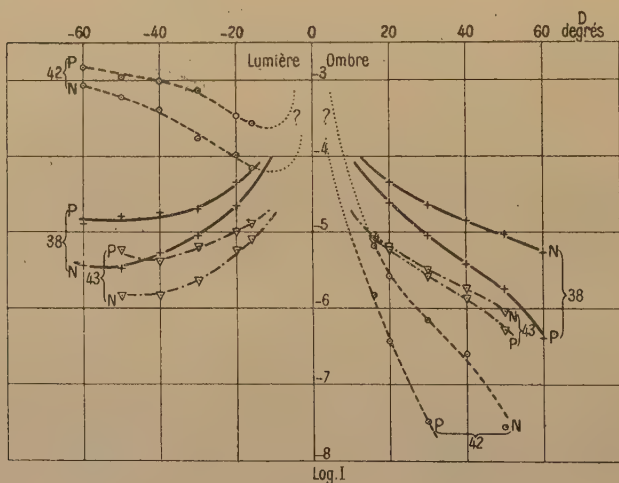


Fig. 26.

(fig. 26) ; l'intensité I_N est supérieure à I_P dans l'ombre géométrique, inférieure au contraire dans la région de la lumière.

Aux déviations inférieures à 30° , la valeur de I_N pour une

certaine déviation positive est sensiblement égale à la valeur de I_P pour la déviation opposée, et *vice versa*. Lorsque la déviation croît, les intensités diminuent rapidement, mais *moins dans la lumière que dans l'ombre*.

On ne doit pas perdre de vue que, dans la région de lumière géométrique, une certaine quantité de lumière a été réfléchie par l'extrémité de l'arête toujours plus ou moins arrondie : le terme de *diffusion* convient d'ailleurs mieux à ce phénomène puisqu'il s'agit de surfaces dont une dimension peut être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, ou même inférieure.

La moindre altération du tranchant fait augmenter séparément I_P et I_N dans la région des déviations négatives ; la figure 27, qui illustre l'émoussement modéré d'une lame

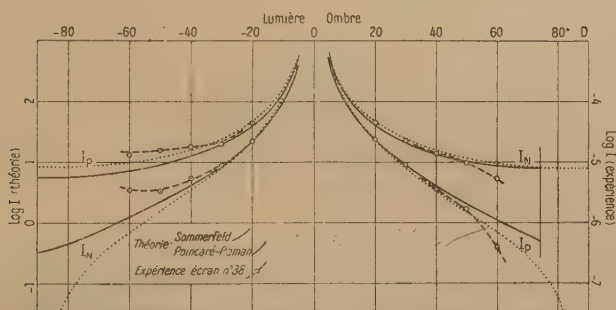


Fig. 32

Fig. 27 page 92

d'acier neuve (n° 41), montre clairement ce fait. Il est évident que l'émoussement d'un écran augmente la surface « diffusante » et peut créer en même temps de petites dentelures, des irrégularités qui doivent diffuser passablement de lumière. C'est ainsi que lorsque l'on arrondit régulièrement le tranchant (écran n° 42, fig. 26) on observe un accroissement énorme des deux composantes dans la lumière géométrique. Nous discuterons plus loin d'une façon complète, au

chapitre VIII, la question de la lumière diffusée, et nous reviendrons à ce propos sur la figure 26.

Dans la région de l'ombre géométrique, on voit sur la figure 27 que l'émoussement d'un écran commence par faire augmenter I_N et diminuer I_P : il faut voir là le mécanisme de l'augmentation des rotations ρ (§§ 26, 27) qui se traduit par un éloignement des courbes I_N et I_P l'une de l'autre. Lorsque l'on arrondit ensuite le tranchant, les intensités des deux composantes diminuent simultanément, *mais l'écart entre I_N et I_P augmente constamment* : pour l'écran n° 42 (fig. 26) I_P n'est plus mesurable au delà de 30° .

J'ai étudié enfin des lames *noircies* chimiquement. Une telle lame (n° 43, fig. 26) montre dans l'ombre des valeurs *très voisines* pour I_N et I_P : résultat à rapprocher de la diminution considérable des rotations observée au paragraphe 26. On voit en même temps que l'intensité diffractée est *plus faible* que pour une lame brillante neuve, quel que soit le signe de la déviation. Le pouvoir réflecteur est cependant loin d'être nul : la forme des courbes dans la région de lumière géométrique montre en effet qu'il y a ici encore diffusion par le biseau.

32. Essai d'une mesure absolue de l'intensité diffractée. — Pour pouvoir donner une valeur quantitative de l'intensité diffractée I par rapport à l'intensité I_0 de la vibration inci-

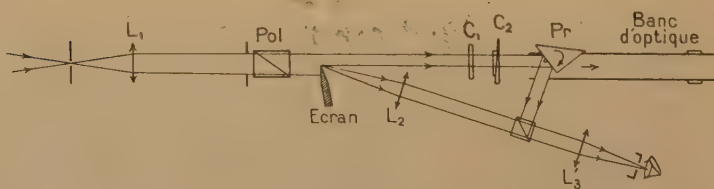


Fig. 28.

dente, on a rendu le faisceau incident sensiblement parallèle en modifiant le tirage de L_1 (fig. 28) et l'on a supprimé

L'_2 . Les ondes diffractées étant cylindriques, centrées sur l'arête, l'examen des plages fournit une comparaison entre l'intensité diffractée qui serait reçue sur un écran mis à la place de L_2 , à une distance f_2 de l'arête, et l'intensité de la vibration que reçoit le bord diffringent, affaiblie par la traversée du coin et par la réflexion sur le prisme (Pr).

Si l'on admet que la réflexion sur la lentille L_2 affaiblit de 10 o/o le faisceau diffracté, que la réflexion totale sur la diagonale du tube de Lummer n'affecte pas l'intensité directe, la somme Δ des densités mesurées : coin + cale + (réflexion sur Pr), est telle que :

$$\Delta = \log_{10} \frac{I_0}{0,9I}.$$

On a effectué les mesures dans le cas de la déviation $D = + 20^\circ$. Les nombres obtenus pour une lame d'acier neuve ont été :

$$\Delta_N = 5,45, \quad \Delta_P = 5,70,$$

ce qui donne :

$$I_N = 3,9 \cdot 10^{-6}, \quad I_P = 2,2 \cdot 10^{-6}.$$

Ces chiffres représentent seulement un ordre de grandeur, les affaiblissements apportés au faisceau incident pouvant varier dans d'assez larges limites avec l'état des surfaces, leur propreté plus ou moins parfaite, etc. On peut dire que l'intensité diffractée reçue à une distance de 12 cm. 5 de l'arête est à peu près la *millionième partie* de l'intensité qui tombe sur l'écran.

DEUXIÈME PARTIE

INTERPRÉTATION THÉORIQUE DES RÉSULTATS

CHAPITRE V

Intensité des vibrations diffractées, d'après les diverses théories.

33. La théorie de Sommerfeld. — L'importance de la théorie de Sommerfeld, qui traite dans toute sa généralité le problème de la diffraction par un écran en forme de demi-plan, est telle que nous ne pouvons omettre d'indiquer au moins la méthode et les résultats.

L'écran est supposé infiniment mince, parfaitement opaque et parfaitement réfléchissant : au sens de la théorie électromagnétique, c'est un conducteur parfait.

Comme dans toutes les applications théoriques que nous envisagerons, nous considérons des rayons lumineux *parallèles* entre eux. Soit XOZ le plan de l'écran (normal au plan de la fig. 29), OZ l'arête. Des ondes incidentes planes, rectilignement polarisées, se propagent dans la direction SO du plan XOZ, les vibrations lumineuses étant dirigées soit suivant OZ (cas P), soit suivant HM (cas N). On montre dans ces conditions que l'équation de propagation des ondes électromagnétiques est :

$$\Delta u + k^2 u = 0 \quad \left(\text{avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \right),$$

et que le vecteur champ électrique E_z dans le cas P, le vecteur champ magnétique H_z dans le cas N, sont déterminés par la partie réelle de l'expression $ue^{j\omega t}$.

Le problème consiste à trouver pour un point quelconque M défini par ses coordonnées polaires (r, φ) dans le plan XOY (fig. 29), une solution générale de l'équation de propagation;

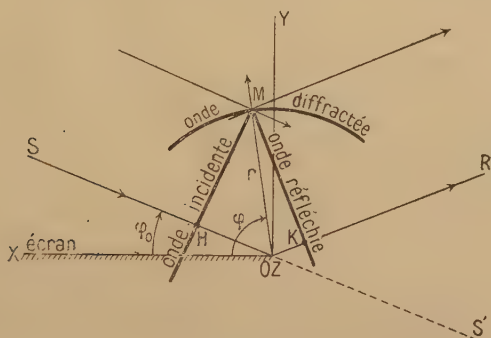


Fig. 29.

l'écran impose les conditions aux limites $u = 0$ (cas P), $r \frac{\partial u}{\partial \varphi} = 0$ (cas N) pour $\varphi = 0$ ou $\varphi = 2\pi$. La méthode de résolution utilisée par Sommerfeld est une généralisation du principe des images de Thomson. Elle consiste à considérer un espace *double* analogue à une surface à deux feuillets de Riemann : on complète l'espace physique réel par un espace fictif « mathématique », les deux espaces étant soudés le long de la surface de l'écran diffringent, qui constitue une coupure. On montre qu'en adjoignant à la source lumineuse P son image P' fournie par l'écran dans l'espace mathématique, la solution $u(P)$ de l'équation d'onde doit être complétée par le terme $-u(P')$ pour remplir les conditions aux limites à la surface de l'écran.

Nous n'exposerons pas ici le détail des calculs, renvoyant

le lecteur aux traités spéciaux ⁽¹⁾. Il nous suffira d'indiquer la solution : elle est de la forme :

$$(5) \quad u = F(\varphi_0) \mp F(-\varphi_0)$$

(le signe — correspondant au cas P, + au cas N), avec :

$$F(\varphi_0) = e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)} \frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^T e^{-j\tau^2} d\tau,$$

où :

$$T(\varphi_0) = \sqrt{2kr} \cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0).$$

L'intégrale qui figure dans $F(\varphi_0)$ peut être calculée d'une façon approchée dans deux cas :

1° lorsque T , c'est-à-dire $\sqrt{2kr} \cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0)$, devient très

grand : $\frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^T$ tend vers 1 si T est positif, vers zéro si T est négatif; or $T(\varphi_0) > 0$ dans les régions I et II (fig. 30), $T(-\varphi_0) > 0$ dans la région I ⁽²⁾. Les courbes $T = C^{\text{te}}$ sont des paraboles de foyer O, d'axe OS' ou OR : à l'extérieur de deux telles paraboles P_1, P_2 , pour lesquelles $\frac{1}{|T|}$ possède une valeur très petite ϵ , la vibration lumineuse se réduit à zéro dans la région III; elle se réduit à $e^{jkr \cos(\varphi - \varphi_0)}$, qui représente la *vibration incidente*, dans la région II; enfin on trouve dans la région I la *vibration incidente* augmentée de $-e^{jkr \cos(\varphi + \varphi_0)}$, qui représente la *vibration réfléchie* sur l'écran.

C'est donc seulement à l'intérieur de P_1 ou de P_2 , et en par-

(1) Nous ne connaissons pas d'ouvrage classique de langue française qui traite complètement la question. On ne trouvera d'explications suffisantes que dans les traités : *Handbuch der Physik*, 20 (Springer, Berlin, 1928); *Optik*, de M. Born, etc...

(2) Les régions I, II et III sont délimitées par les droites OX, OR, OS'.

ticulier au voisinage de l'arête O, que pourront se manifester des phénomènes de diffraction. Les paramètres de ces paraboles, égaux à $\frac{1}{\varepsilon\sqrt{k}}$, sont d'autant plus grands que la précision des expériences est elle-même plus grande.

2° Lorsque T est plus petit, mais fini, on peut remplacer l'intégrale par un développement réduit au second terme. Le point M considéré se trouve ici entre les deux courbes p_1 et P_1 ou p_2 et P_2 , p_1 et p_2 étant des paraboles beaucoup plus voisines de leur axe que P_1 et P_2 .

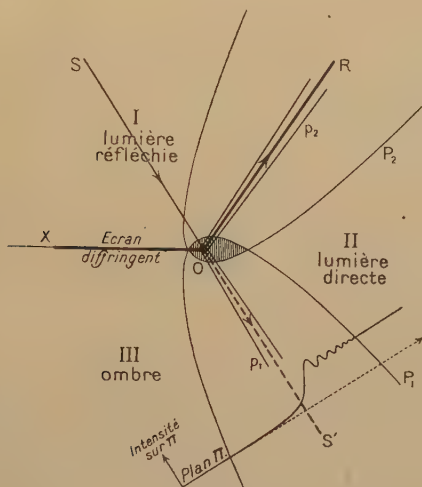


Fig. 30.

On trouve dans la région I (fig. 30) :

$$E_x, H_x = \cos [kr \cos (\varphi - \varphi_0) + \omega t] - \cos [kr \cos (\varphi + \varphi_0) + \omega t] \\ + \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \left[\frac{1}{\cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0)} - \frac{1}{\cos \frac{1}{2} (\varphi + \varphi_0)} \right] \cos \left(\omega t - kr + \frac{3\pi}{4} \right)$$

dans les régions II et III le second terme (lumière réfléchie)

manque; dans la région III le premier terme (lumière directe) manque également.

La vibration diffractée, dont l'interférence avec les vibrations directe ou réfléchie crée les franges de diffraction, a ainsi pour amplitude :

$$(6) \quad A_{P,N} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \left[\frac{1}{\cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0)} \mp \frac{1}{\cos \frac{1}{2} (\varphi + \varphi_0)} \right].$$

La position des franges et leur intensité lumineuse concordent avec les résultats de la théorie de Fresnel.

Dans l'expression (6) le terme $1/\cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0)$ n'existe qu'à l'intérieur de P_1 , le terme $1/\cos \frac{1}{2} (\varphi + \varphi_0)$ à l'intérieur de P_2 ; or, le double signe de ce dernier terme correspond à des phénomènes de polarisation, la valeur de l'amplitude étant différente pour les vibrations P ou N. Ceci explique que les phénomènes de polarisation n'apparaissent pas sur les franges de diffraction que l'on observe dans un plan Π placé généralement en dehors de P_2 ⁽¹⁾. En somme, la formule complète (6) est valable à l'intérieur de la zone hachurée de la figure 30.

L'onde diffractée est une onde cylindrique centrée sur OZ (fig. 29), dont la phase est égale à $3\pi/4 - kr$; les courbes isophases ont pour équation $r = C^{te}$, l'intensité est proportionnelle à λ/r . On conçoit donc que l'arête OZ, lorsque

⁽¹⁾ La lumière diffractée n'est visible sur l'écran Π que dans la région intérieure à P_1 ; mais elle devient perceptible sous une plus grande déviation (ou, si l'on veut, la parabole P_1 s'élargit) lorsque l'on met au point sur l'arête — cas des expériences de Gouy, Maey, etc. — ou lorsque l'on utilise un montage photométrique sans écran diffusant, dont on connaît la grande sensibilité — cas de nos expériences. D'ailleurs, avec la lumière solaire et un écran d'acier bien aiguisé, on manifeste la présence de lumière diffractée sur un écran blanc placé à 10 ou 20 cm. de l'arête, même pour de très grands angles de déviation.

l'œil accommode sur elle, apparaisse comme une ligne lumineuse : elle joue le rôle d'une source de lumière.

Si, comme dans nos expériences, on forme l'image de l'arête sur la pupille de l'œil, l'éclairement de l'image rétinienne des plages sera d'après la théorie de Sommerfeld proportionnel à l'expression :

$$7) \quad I_{P,N} = \left[\frac{1}{\cos \frac{1}{2}(\varphi - \varphi_0)} \mp \frac{1}{\cos \frac{1}{2}(\varphi + \varphi_0)} \right]^2$$

qui représente à un facteur près l'intensité de la vibration.

On trouvera dans le tableau XI (§ 35) les nombres calculés d'après la relation (7) pour l'incidence normale ($\varphi_0 = 90^\circ$), et pour diverses valeurs de la déviation $D = \varphi - \varphi_0 - \pi$. Le rapport des amplitudes diffractées, qui conduit aux valeurs des « rotations » ρ pour une vibration incidente orientée à 45° de l'arête, sera étudié au chapitre VII; quant aux phases, elles sont constamment les mêmes pour les vibrations P et N.

34. Théorie de Sommerfeld modifiée par Raman et Krishnan [32]. — D'après ce que l'on vient de voir, dans l'expression de la vibration lumineuse :

$$(5) \quad u = F(\varphi_0) \mp F(-\varphi_0),$$

le premier terme comprend la vibration incidente et la perturbation introduite sur elle par l'écran sous la forme d'une onde diffractée partielle; le second terme correspond à la vibration réfléchie, augmentée de la contribution qu'elle aussi apporte à l'onde diffractée.

Or l'écran est en réalité métallique, son pouvoir réflecteur est inférieur à l'unité : une vibration incidente P ou N d'amplitude unité possède respectivement après réflexion sur l'écran une amplitude de la forme $C_v + jD_v$ ou $C_\pi + jD_\pi$, que précise la théorie de la réflexion métallique ⁽¹⁾.

(1) Pour les notations, voir § 8.

Raman et Krishnan ont donc multiplié par ce coefficient $C_{v,\pi} + jD_{v,\pi}$ le second terme de l'expression (5); ils ont ainsi obtenu une nouvelle solution de l'équation de propagation, correspondant aux propriétés réfléchissantes réelles de l'écran :

$$a_{P,N} = F(\varphi_0) \mp (C_{v,\pi} + jD_{v,\pi})F(-\varphi_0).$$

Cette transformation conduit à l'expression suivante pour l'amplitude de la vibration diffractée :

$$(8) \quad A_{P,N} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \left[\frac{1}{\cos \frac{1}{2}(\varphi - \varphi_0)} \mp \frac{C_{v,\pi} + jD_{v,\pi}}{\cos \frac{1}{2}(\varphi + \varphi_0)} \right].$$

Dans le calcul numérique de l'intensité, on laissera de côté le facteur $\lambda/16\pi^2 r$, et l'on mettra la quantité entre crochets sous la forme $A + jB$; l'intensité I sera égale à $A^2 + B^2$. Les deux vibrations P et N présenteront entre elles une différence de phase, les valeurs de la phase Φ_P , Φ_N résultant de $\tan \Phi = B/A$ étant différentes dans les deux cas.

L'emploi de la formule (8) suppose que l'on connaît les coefficients de réflexion $C_{v,\pi} + jD_{v,\pi}$ en fonction de l'angle d'incidence de la lumière sur l'écran, et de sa longueur d'onde; nous traiterons cette question au chapitre VI. Dans le cas d'un écran d'acier et sous l'incidence normale, Raman et Krishnan prennent :

$$C_v + jD_v = C_\pi + jD_\pi = 0,69 - 0,29j \text{ pour } \lambda = 0,58 \mu.$$

Leurs résultats sont notés plus loin, dans le tableau XI.

35. Ecran en forme de coin. — L'écran en forme de demi-plan infiniment mince est une fiction mathématique qui ne peut pas correspondre à un écran réel. Il semble beaucoup plus logique d'assimiler les plaques métalliques aiguës que l'on utilise à des dièdres pleins, ou « coins », dont l'angle est celui des faces du biseau; les écrans matériels sont toujours plus ou moins arrondis — et très irrégulièrement d'ailleurs —; mais d'après les microphotographies de nos meilleures lames de rasoir l'écart avec le coin parfait est fai-

ble, même à l'échelle des longueurs d'onde lumineuses. C'est sur cette forme d'écran que portera surtout notre comparaison entre la théorie et l'expérience : c'est sur elle que nous avons effectué de nombreux calculs numériques, principalement pour la *forme* de la vibration diffractée. Nous avons choisi en général pour l'angle des faces du biseau la valeur 16° , qui correspond à l'angle mesuré (§ 23) sur la majorité des lames de rasoir utilisées.

Si l'on suppose l'écran parfaitement conducteur, le problème de la diffraction se traite par une méthode analogue à celle de Sommerfeld, et les résultats sont tout à fait semblables (Wiegreffe [49]) : l'onde diffractée est cylindrique, centrée sur l'arête. L'amplitude des vibrations est, en appelant $2\pi - \chi$ l'angle des faces du biseau (fig. 1, § 8) :

$$(9) \left\{ \begin{array}{l} A_{P,N} \\ = -\frac{\sin \frac{\pi^2}{\chi}}{2\chi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi - \varphi_0) - \cos \frac{\pi^2}{\chi}} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi + \varphi_0) - \cos \frac{\pi^2}{\chi}} \right] \end{array} \right.$$

Le cas de Sommerfeld correspond à $\chi = 2\pi$. On retrouve effectivement pour cette valeur l'expression (6).

Comme on l'a déjà indiqué (§ 4), la quantité entre crochets avait été donnée par H. Poincaré dans son premier Mémoire; elle définit proportionnellement, par son carré, l'intensité $I_{P,N}$ de la vibration. On trouvera les valeurs de I_P et I_N dans le tableau XI, calculé en supposant l'incidence normale ($\varphi_0 = 90^\circ$) et l'angle $2\pi - \chi = 16^\circ$. Les phases des vibrations P et N sont les mêmes, comme il advient toutes les fois que le pouvoir réflecteur de l'écran est pris égal à l'unité ou à zéro.

Mais les écrans que l'on emploie sont en pratique toujours métalliques. Pour tenir compte des propriétés optiques du métal, nous multiplierons, comme l'ont fait Raman et Krishnan, le terme précédé du double signe dans l'expres-

TABLEAU XII

Déviatiun D (degrés)	— 270	— 240	— 200	— 180	— 160	— 140	— 120	— 100	— 80	
Intensités { Ip . . . In . . .	0,33 5,21	0,38 6,02	25,31 10,92	(∞) (∞)	11,29 25,87	9,54 1,71	6,31 0,44	5,48 0,24	5,78 0,46	
	— 134°44' — 169°49'	— 68°20' 166°29'	— 30°17' 160°39'	— —	— 19°24' 144°49'	— 16°16' 138°32'	— 13°45' 115°19'	— 1°34' 72°07'	— 9°33' 35°56'	
Phases { Φp . . . ΦN . . .										
Déviatiun D (degrés)	— 60	— 40	— 20	— 10	0	10	20	40	60	74
Intensités { Ip . . . In . . .	7,44 1,27	12,62 4,12	38,93 22,52	137,1 104,3	(∞) (∞)	105,4 139,4	22,81 40,44	4,06 13,93	1,13 8,96	0,50 8,00
	— 7°33' 18°34'	— 5°26' 9°33'	— 3°01' 3°58'	— 1°35' 1°41'	— —	1°52' — 1°37'	4°11' — 3°08'	10°53' — 5°51'	24°16' — 8°23'	44°43' — 10°11'
Phases { Φp . . . ΦN . . .										

sion (9) par le facteur $C_{\nu,\pi} + jD_{\nu,\pi}$, et nous exprimerons la vibration diffractée par :

$$(10) \quad \frac{1}{\cos \frac{\pi^2}{\chi} - \cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi - \varphi_0)} \pm \frac{C_{\nu,\pi} + jD_{\nu,\pi}}{\cos \frac{\pi^2}{\chi} - \cos \frac{\pi}{\chi} (\varphi + \varphi_0)}.$$

C'est cette formule définitive qui nous a servi à calculer

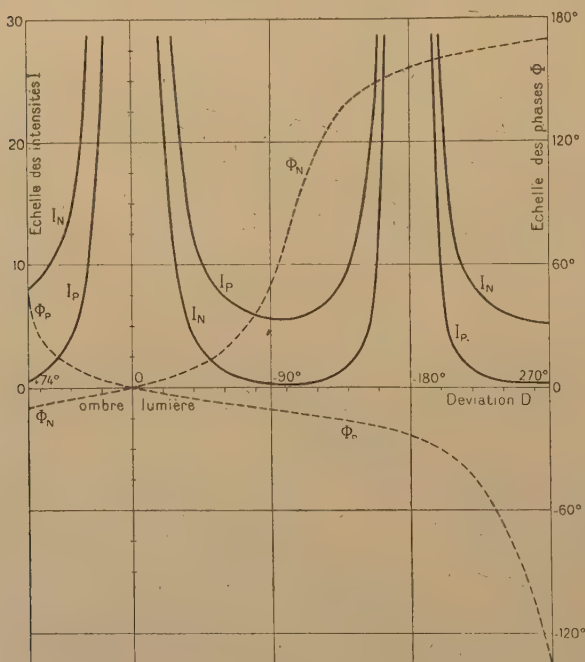


Fig. 31.

les intensités diffractées I_P et I_N sous l'incidence normale, avec $2\pi - \chi = 16^\circ$, et en adoptant les valeurs :

$$C_\nu + jD_\nu = C_\pi + jD_\pi = 0,693 + 0,304j$$

qui résultent des données du chapitre VI relatives à l'acier et à la longueur d'onde $0 \mu 540$. L'expression (10) est de la forme $M + jN$, on calcule l'intensité par la formule

$I = M^2 + N^2$; la déviation ne peut varier qu'entre -270° et $+74^\circ$, valeurs pour lesquelles le rayon diffracté longe la surface de l'écran.

Le tableau XII donne en même temps que I_P et I_N , les phases Φ_P et Φ_N résultant de $\text{tang } \Phi = \frac{N}{M}$; ce sont les phases propres des deux vibrations, auxquelles il faudrait ajouter $\frac{3\pi}{4}$, correspondant à l'onde diffractée, pour obtenir les phases relatives à l'onde plane incidente. La *différence de marche* entre les deux composantes est donnée par $\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\Phi_P - \Phi_N}{2\pi}$.

La figure 31 montre l'allure des courbes I et Φ , tracées sur un même graphique; dans la région de l'ombre, la vibration P est en avance sur N , c'est l'inverse dans la région de lumière géométrique, où la différence de phase atteindrait 180° pour $D = -180^\circ$. A cause de la forme en coin de l'écran, les courbes ne sont pas symétriques par rapport aux axes $D = 0$ ou 180° . Pour un demi-plan infiniment mince au contraire, la symétrie existe dans toutes les théories (cf. fig. 32 et 33).

36. Cas de l'écran noir. — Comme on l'a déjà indiqué (§§ 3 et 6), la théorie de Kirchhoff a permis à E. Maey, puis à F. Kottler, de traiter le problème de la diffraction par un demi-plan; l'écran est supposé ici *absolument noir*, c'est-à-dire qu'il ne transmet ni ne réfléchit aucune lumière.

L'amplitude A que l'on trouve pour la vibration diffractée est la même, que la lumière incidente vibre parallèlement ou au contraire perpendiculairement au bord de l'écran. Dans l'un et l'autre cas ⁽¹⁾:

⁽¹⁾ L'expression (11) est la solution de F. Kottler ([23], 497, formule 26) limitée au premier terme, pour des points situés à une distance de l'arête grande devant la longueur d'onde. On peut remarquer que la théorie de Kirchhoff appliquée directement, sans tenir compte de la transversalité des vibrations lumineuses, conduit en première approximation à la même formule (E. Maey [25]; F. Kottler [22], 453, formule 10+).

$$(11) \quad A = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \operatorname{tang} 1/2 (\varphi - \varphi_0).$$

On remarquera que cette expression ne dépend que de $(\varphi - \varphi_0)$, c'est-à-dire de la déviation D , égale à $\varphi - \varphi_0 - \pi$; la variation de l'angle d'incidence sur l'écran n'a donc aucune influence sur la diffraction. D'un autre côté, à déviation égale dans l'ombre ou dans la lumière géométrique, les intensités sont les mêmes.

La théorie de Sommerfeld traite de la diffraction des ondes électromagnétiques par un écran *parfaitement réfléchissant*; mais il suffira de supprimer dans l'équation (5) le terme $F(-\varphi_0)$, qui correspond à la réflexion, pour trouver le résultat relatif à l'écran *noir*, dénué de pouvoir réflecteur. Les intensités I_P et I_N sont alors les mêmes, les phases également.

D'après Sommerfeld, la vibration diffractée est donc :

$$(12) \quad A = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \frac{1}{\cos \frac{1}{2} (\varphi - \varphi_0)}$$

expression qui se confond pratiquement avec la précédente pour de petits angles de déviation ($\varphi - \varphi_0$ voisin de π). Pour ces petits angles, dans la formule complète, $F(-\varphi_0)$ est d'ailleurs négligeable devant $F(+\varphi_0)$; de sorte que les résultats pour un écran noir et pour un écran brillant tendent vers les mêmes valeurs lorsqu'on se rapproche de la zone de séparation ombre-lumière. C'est ce qui apparaîtra nettement sur la figure 33.

Voigt [48, cf. 49] a montré que la formule (12) ne correspond pas à l'écran absolument noir; pour ce dernier il convient de reprendre la théorie de Sommerfeld en employant une surface de Riemann comprenant, non plus deux mais un nombre infini de feuilletts. L'amplitude de la vibration, diffractée encore suivant une onde cylindrique, est alors :

$$(13) \quad A = -\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \frac{4\pi}{\pi^2 - (\varphi - \varphi_0)^2}.$$

Nous donnons ci-dessous (tableau XIII) les valeurs des intensités calculées d'après ces trois formules dans l'ombre géométrique (en laissant de côté le facteur $\frac{\lambda}{16\pi^2 r}$); mais les hypothèses qu'elles supposent sur les propriétés de l'écran sont trop éloignées des conditions effectivement réalisables pour que l'on puisse espérer un accord quantitatif avec l'expérience.

TABLEAU XIII

Déviatiou D (degrés)	10	20	30	40	60	90	120	150	180
Intensités $I_{P,N}$	Sommerfeld (formule 12) Voigt (formule 13) Kirchhoff (formule 11)								
	131,5	33,2	15,0	8,53	4,00	2,02	1,32	1,06	1,00
	124,3	29,5	12,5	6,66	2,60	1,04	0,50	0,23	0,17
	130,6	32,2	13,9	7,56	3,00	1,00	0,33	0,03	0,00

37. Comparaison avec les résultats expérimentaux. — Pour confronter les résultats de l'expérience (§ 31) avec les différentes théories, on utilisera les logarithmes des intensités. En effet, celles-ci sont connues à un facteur constant près, c'est-à-dire que l'on connaît la forme des courbes donnant $\log I$ en fonction de D . On comparera les courbes expérimentales aux courbes théoriques en décalant les ordonnées jusqu'à faire coïncider entre eux les résultats relatifs aux faibles déviations ⁽¹⁾.

(1) Il y a à cela deux raisons : la première est que toutes les théories conduisent pour les faibles déviations à des résultats identiques ; la seconde, c'est que précisément aux faibles déviations les mesures sont plus exactes, grâce à la plus grande luminosité.

On a reproduit ainsi sur la figure 32 les résultats des mesures effectuées sur la lame de rasoir n° 38 en acier, et les courbes déduites des théories de Sommerfeld et de Poincaré-Raman (tableaux X, XI, XII). Par une coïncidence fortuite, le décalage à adopter entre les deux séries de valeurs est de 6 unités exactement.

Du côté de l'*ombre géométrique*, on voit que, jusqu'à 50°, de déviation, la concordance est très satisfaisante. Au delà de 50°, l'intensité mesurée est *plus faible* que ne le veut la théorie. Ce résultat semble général, et se reproduit avec tous les écrans : les intensités sont en valeur absolue un peu

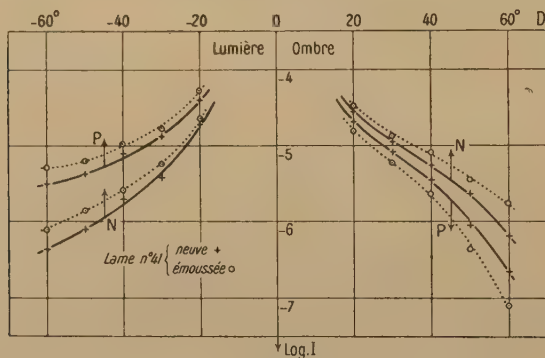


Fig. 32

page 75

plus ou un peu moins grandes, mais aux grandes déviations la chute d'intensité est toujours *plus rapide* que sur les courbes théoriques. Nous pensons qu'il faut attribuer ce fait à l'imperfection du tranchant, les irrégularités qui diminuent l'acuité du biseau prenant plus d'importance lorsqu'on les examine sous un grand angle de déviation : à l'appui de cette thèse, un arrondi important du tranchant augmente énormément la chute de l'intensité avec la déviation (écran n° 42, fig. 26).

Du côté de la *lumière géométrique* (fig. 32) l'accord avec la théorie est satisfaisant jusque vers $D = -30^\circ$; les valeurs

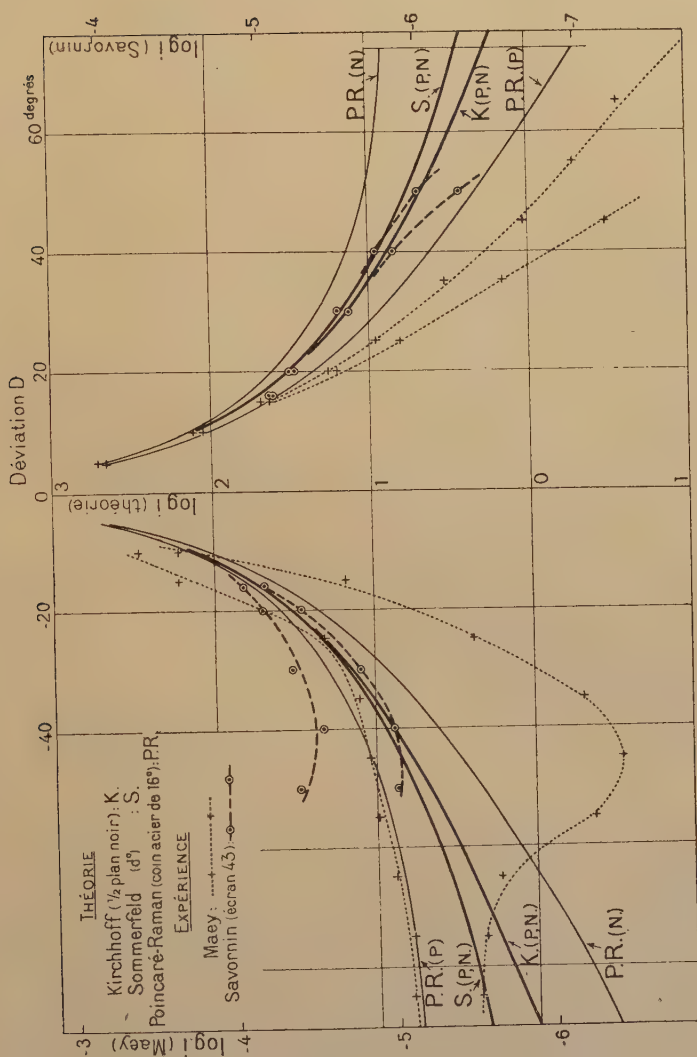


Fig. 33.

sont comparables à celles que l'on obtenait pour une même déviation dans l'ombre, ce qui vérifie la forme symétrique des courbes théoriques. Remarquons que cette forme symétrique, parfaite en théorie pour les écrans en forme de demi-plan, est légèrement détruite pour les écrans en forme de coin.

Au delà de 30° , les intensités mesurées sont trop grandes, et l'écart augmente avec la déviation. La lumière qui s'ajoute ainsi à la lumière diffractée a évidemment été diffusée (cf. § 31) par une petite portion de la surface de l'arête; l'étude polarimétrique confirmera cette manière de voir (§ 42).

Nous étudierons dans un chapitre spécial (chap. VIII) la superposition de la lumière diffusée à la lumière diffractée.

Reste à examiner le cas des écrans *noircis*. Nous avons reporté sur la figure 33 les courbes représentant les logarithmes des intensités dans les théories de Sommerfeld (écran noir), de Maey-Kottler (hypothèse de Kirchhoff) et de Kottler (nombres du tableau XIII); la courbe de Voigt serait très voisine de la dernière, et légèrement en dessous. Aux faibles déviations, les trois courbes se confondent.

Si l'écran est en acier (tableau XII) les courbes sont doubles, puisque les composantes P et N ne sont plus égales; on a tracé également ces courbes à la même échelle. En réalité, si l'on tenait compte du facteur négligé dans le calcul

de l'intensité, $\frac{\lambda}{16\pi^2 r}$ pour le cas du demi-plan et $\frac{\lambda \sin^2 \frac{\pi^2}{\gamma}}{4\gamma^2 r}$ pour le cas du coin, il faudrait légèrement remonter (de 0,037) les courbes relatives au coin. Mais les intensités théoriques pour l'écran noir ont toujours une valeur qui est à peu près la moyenne des intensités pour les deux composantes P et N de l'écran d'acier. L'expérience donne au contraire une intensité *moindre* pour l'écran noirci : elle est six fois plus faible à 20° de déviation sur la figure 26 (§ 31, écrans nos 38 et 43). On peut penser qu'il s'agit ici encore

d'une altération du tranchant par le dépôt noir ; la faible valeur de l'intensité du côté de la lumière géométrique, malgré les irrégularités qui devraient augmenter la lumière diffusée, s'expliquerait alors par la diminution du pouvoir réflecteur. La réflexion intervient cependant pour détruire la symétrie des courbes de part et d'autre de la droite $D=0$, et pour les faire remonter du côté des grandes déviations négatives.

Dans l'ombre géométrique, l'accord est satisfaisant aux faibles déviations ; il faut noter cependant que la décroissance d'intensité est un peu trop lente au début, trop rapide ensuite. On retrouve donc aux grandes déviations la diminution d'intensité déjà remarquée sur les écrans d'acier.

Les mesures de Maey sur une lame d'acier taillée [24] avaient déjà montré, à un plus haut degré, cet écart progressif avec les courbes théoriques lorsque la déviation augmente dans l'ombre géométrique. Nous avons marqué sur la figure 33 les nombres de cet auteur, adaptés à l'échelle logarithmique. La très faible valeur de la composante N, pour $D < -15^\circ$, est difficile à interpréter ; mais les grandes valeurs de l'intensité pour $D = -10^\circ$, relativement aux valeurs mesurées pour $+10^\circ$, ainsi que la décroissance régulière et rapide pour $D > +15^\circ$, indiquent qu'il s'agit d'un écran au tranchant très imparfait.

CHAPITRE VI

Etude des vibrations réfléchies par l'écran.

38. Coefficients de réflexion sur les métaux. — Pour calculer numériquement les formules (8) et (10) relatives à l'amplitude des vibrations diffractées, il faut connaître les coefficients de réflexion $C_v + jD_v$ et $C_\pi + jD_\pi$.

Nous avons vu (§ 33) que la variable u qui figure dans l'équation de propagation des ondes électromagnétiques représente le vecteur électrique E dans le cas P, le vecteur magnétique H dans le cas N, dirigés chacun suivant l'axe OZ (fig. 29). Dans ces conditions, la façon dont on a introduit les coefficients de réflexion dans le calcul (§ 34) montre que si les vecteurs E_z (cas P) et H_z (cas N) ont la grandeur $+1$ dans la lumière incidente, les vecteurs correspondants E'_z et H'_z dans la lumière réfléchie ont respectivement pour amplitude $-(C_v + jD_v)$ et $+(C_\pi + jD_\pi)$. Lorsque l'incidence est normale, les deux vibrations P et N sont identiques et indiscernables : la différence des signes placés devant les coefficients $(C + jD)$ provient de ce que, si le champ électrique E change de signe par réflexion, le champ magnétique H conserve le sien. Remarquons que le même raisonnement explique le double signe de l'expression (5) (§ 33).

En somme, les coefficients $C_{v,\pi} + jD_{v,\pi}$ représentent les vibrations réfléchies sous une incidence i , par rapport à des axes qui coïncident pour $i = 0$ avec les axes OP, ON suivant lesquels on mesure les vibrations incidentes.

Les lois de la réflexion métallique fournissent les expressions :

$$(14) \quad \begin{cases} C_v + jD_v = -\frac{\cos i - \sqrt{(\nu - j\kappa)^2 - \sin^2 i}}{\cos i + \sqrt{(\nu - j\kappa)^2 - \sin^2 i}} \\ C_\pi + jD_\pi = \frac{(\nu - j\kappa)^2 \cos^2 i - \sqrt{(\nu - j\kappa)^2 - \sin^2 i}}{(\nu - j\kappa)^2 \cos^2 i + \sqrt{(\nu - j\kappa)^2 - \sin^2 i}} \end{cases}$$

en appelant $\nu - j\kappa$ l'indice de réfraction complexe du métal, et i l'angle d'incidence compté depuis la normale : dans l'application à la diffraction on a : $i = \frac{\pi}{2} - \varphi_0$.

Les indices ν et κ varient en général un peu, pour un même métal, d'un échantillon à l'autre. L'introduction dans les formules (14) de valeurs numériques des constantes optiques conduit donc en toute rigueur à des nombres valables seulement pour le miroir de métal qui a servi à déterminer ν et κ . Mais pour obtenir des résultats-types permettant une comparaison au moins approximative avec mes expériences, j'ai calculé ces formules en partant des constantes optiques mesurées par différents auteurs sur des métaux purs et soigneusement polis. Les nombres de A. Q. Tool [46] sur l'or et sur le cuivre, de Tate [45] sur l'acier, de Minor [27] sur l'argent, ont été ainsi utilisés.

Les valeurs de C_v, C_π, D_v, D_π ont été déterminées, pour différents angles d'incidence, à partir des nombres p et q définis par les relations : $\nu\kappa = pq$, $\nu^2 - \kappa^2 - \sin^2 i = p^2 - q^2$, qui fournissent les formules :

$$(15) \quad \begin{cases} C_v + jD_v = \frac{p - \cos i - jq}{p + \cos i - jq} \\ C_\pi + jD_\pi = \frac{-(\nu^2 - \kappa^2) \cos i + p + j(2\nu\kappa \cos i - q)}{-(\nu^2 - \kappa^2) \cos i - p + j(2\nu\kappa \cos i + q)} \end{cases}$$

L'ensemble des valeurs obtenues représente un travail passablement long et peut avoir des applications autres que l'étude de la diffraction : nous les publions donc, dans les tableaux XIV, XV et XVI.

TABLEAU XIV
Coefficients de réflexion sur l'or.

λ	ν	x	$i = 0$			$i = 20^\circ$			$i = 45^\circ$			$i = 70^\circ$			$i = 85^\circ$		
			C_ν^π	$-D_\nu^\pi$		C_π	$-D_\pi$	C_ν	$-D_\nu$	C_π	$-D_\pi$	C_ν	$-D_\nu$	C_π	$-D_\pi$	C_ν	$-D_\nu$
0 μ 42	1,57	1,80	0,478	0,366	0,586	0,388	0,507	0,358	0,296	0,397	0,627	0,315	—	0,126	0,402	0,824	0,189
46	1,45	1,74	0,456	0,385	0,428	0,397	0,481	0,373	0,268	0,414	0,616	0,335	—	0,160	0,412	0,820	0,203
50	0,93 ₃	1,75	0,432	0,517	0,256	0,522	0,469	0,503	0,197	0,584	0,623	0,441	—	0,285	0,511	0,845	0,257
52	0,67	2,01	0,511	0,588	0,461	0,604	0,557	0,569	0,263	0,667	0,698	0,477	—	0,283	0,647	0,887	0,263
54	0,53 ₈	2,30	0,599	0,602	0,554	0,625	0,641	0,576	0,366	0,708	0,760	0,469	—	0,212	0,751	0,912	0,249
58	0,41 ₃	2,75	0,703	0,573	0,680	0,600	0,726	0,552	0,481	0,721	0,836	0,428	—	0,075	0,850	0,942	0,225
62	0,35	3,16	0,772	0,536	0,731	0,575	0,808	0,498	0,588	0,697	0,877	0,389	0,014	0,884	0,958	0,198	0,821
66	0,32	3,54	0,815	0,497	0,803	0,481	0,830	0,474	0,678	0,648	0,894	0,366	0,162	0,897	0,964	0,183	0,795
70	0,28	3,80	0,842	0,472	0,818	0,503	0,860	0,443	0,722	0,621	0,910	0,348	0,305	0,893	0,965	0,187	0,760

TABLEAU XVI

Coefficients de réflexion sur le cuivre et sur l'argent.

Longueur d'onde λ		ν	κ	$i = 0^\circ$		$i = 45^\circ$			
				C_ν^π	$-D_\nu^\pi$	$\bar{C}_\pi$	$-D_\pi$	C_ν	$-D_\nu$
Cuivre	0,46	1,18 ₅	2,28 ₅	0,563	0,457	0,368	0,527	0,711	0,371
	50	1,17	2,37 ₅	0,581	0,458	0,388	0,535	0,724	0,369
	54	1,07	2,41	0,591	0,478	0,395	0,560	0,733	0,382
	56	0,85 ₅	2,42	0,601	0,520	0,394	0,616	0,749	0,411
	58	0,60	2,79 ₅	0,692	0,538	0,504	0,668	0,815	0,410
	60	0,56 ₅	3,11 ₅	0,748	0,513	0,556	0,654	0,841	0,389
	62	0,58	3,32	0,766	0,491	0,616	0,628	0,860	0,367
	66	0,65 ₅	3,78	0,806	0,444	0,675	0,580	0,883	0,329
Argent	0,45	0,16	2,32	0,65 ₅	0,689	0,481	0,820	0,775	0,558
	50	0,17	2,91	0,763	0,592	0,593	0,751	0,865	0,446
	55	0,18	3,78	0,815	0,527	0,695	0,669	0,890	0,404
	58,9	0,19	3,80	0,849	0,480	0,761	0,608	0,905	0,370
	63	0,20	3,90	0,856	0,468	0,770	0,594	0,910	0,363

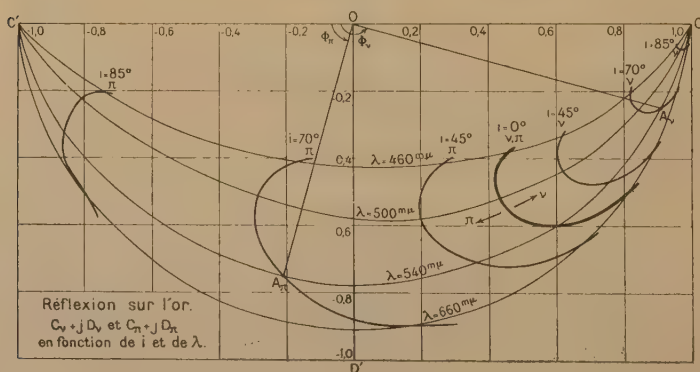


Fig. 34.

Cherchant à contrôler les résultats du calcul, j'ai été conduit à une représentation graphique intéressante, qui illustre les propriétés de la réflexion métallique.

On construit les courbes $C_\pi + jD_\pi$, $C_\nu + jD_\nu$, dans le plan complexe, par rapport aux axes $C'C$, $D'O$ (fig. 34). Ou encore, ce qui revient au même, on construit en coordonnées polai-

res les points $(r_{\nu,\pi}, \Phi_{\nu,\pi})$ tels que $r^2 = C^2 + D^2$, $\tan \Phi = D/C$. Pour un point $A_{\nu,\pi}$ de l'une des courbes obtenues, *la vibration lumineuse réfléchie a pour amplitude $\overline{OA_{\nu,\pi}}$, pour*

avance de phase sur la vibration incidente : $\Phi_{\nu,\pi} = \widehat{C'OA_{\nu,\pi}}$.

Ainsi, le pouvoir réflecteur R^2 que l'on considère habituellement (intensité réfléchie sous l'incidence normale) est représenté par le carré du module des nombres $C + jD$ correspondant à $i = 0$; R^2 est donc mesuré par le carré de la longueur qui sépare l'origine d'un point de la courbe $i = 0$. Les courbes (ν) et (π) sont confondues pour $i = 0$, puis s'écartent l'une de l'autre lorsque l'incidence croît; la courbe (ν) diminue en dimension pour se rassembler au point C $(+1, 0)$ lorsque $i = 90^\circ$, la courbe (π) s'étale d'abord pour diminuer à son tour et venir se confondre avec le point C' $(-1, 0)$ lorsque $i = 90^\circ$.

Les points de même « couleur » décrivent des courbes qui joignent entre eux les points C et C', sans être exactement symétriques par rapport à l'axe D'O; on suit sur ces courbes la variation de l'angle d'incidence i , grâce aux points de repère que fournissent les courbes (π) et (ν) d'incidence constante.

La différence de phase entre les deux composantes π et ν croît depuis zéro pour $i = 0$, passe par la valeur $\pi/2$ pour l'incidence principale, et atteint la valeur π pour $i = 90^\circ$.

L'incidence principale est caractérisée par un angle $\widehat{A_{\nu}OA_{\pi}}$ égal à 90° : ceci est très approximativement réalisé, pour la longueur d'onde ~~56~~ 560 mμ, lorsque $i = 70^\circ$; le graphique montre aussi que l'incidence principale au voisinage de ce point varie dans le même sens que la longueur d'onde, tout en restant voisine de 70° .

Les résultats relatifs à l'acier, au cuivre et à l'argent, donnent lieu à des remarques analogues (fig. 35). Les courbes (π) et (ν) ont des formes variées, tout en demeurant très

régulières ; la variation rapide des propriétés réfléchissantes du métal au voisinage d'une bande de transmission (vers $0\ \mu\ 51$ pour l'or, $0\ \mu\ 57$ pour le cuivre) se traduit par une augmentation de l'angle sous lequel se coupent les courbes $i = C^{\text{te}}$ et $\lambda = C^{\text{te}}$. Au contraire, lorsque le pouvoir réflecteur (donc le rayon vecteur des courbes ν , π) varie peu avec la longueur d'onde, les courbes i et λ sont presque confondues, dessinant approximativement un cercle de centre O : c'est le cas de l'or pour le violet et le rouge, de l'acier et

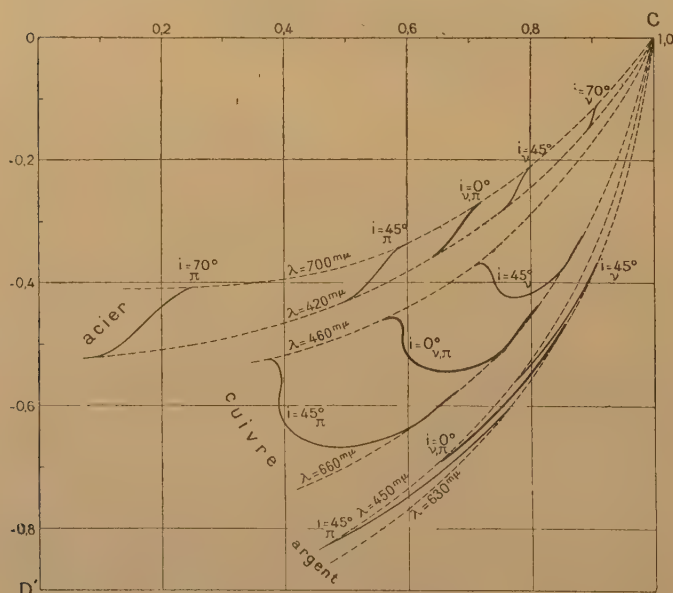


Fig. 35.

surtout de l'argent à travers tout le spectre visible ; et selon que le pouvoir réflecteur augmente ou diminue du violet au rouge, les courbes $\lambda = C^{\text{te}}$ s'écartent ou se rapprochent de l'origine pour des longueurs d'onde croissantes.

L'avance de phase *par réflexion normale* est mesurée par l'angle $\widehat{C'OA}$, le point A étant situé sur l'une des courbes

doubles $i = 0^\circ$. Comme ces courbes sont, pour tous les métaux, placées à droite de l'axe D'O, l'avance de phase est comprise entre $\pi/2$ et π .

39. Forme des vibrations réfléchies. — Pour rechercher dans quelle mesure la lumière réfléchie se superpose à la lumière diffractée dans la région de lumière géométrique, nous aurons à connaître la forme des vibrations elliptiques réfléchies sur l'écran lorsque la vibration incidente est rectiligne et orientée à 45° de l'arête. Les axes étant disposés de la façon qu'indiquait la figure 2 (§ 8), la vibration incidente est dirigée suivant OB ; nous caractérisons la vibration réfléchie par l'azimut de son axe, qui fait l'angle ρ avec O'B', et par son ellipticité ψ . Le sens positif pour les rotations et les ellipticités est celui qui amène O'B' vers O'N' (§ 8).

Dans ces conditions, on considère la vibration lumineuse comme formée, à l'incidence, de deux vibrations en phase OP, ON, d'amplitude unité. Après réflexion, la vibration dirigée suivant O'P' est $-(C_v + jD_v)$; pour la vibration ON, on sait que le *vecteur champ magnétique* dirigé suivant OP est après réflexion dirigé suivant O'P' et égal à $+(C_\pi + jD_\pi)$: comme les axes OP, ON et O'P', O'N' forment avec la direction du rayon lumineux deux trièdres de même sens, le *vecteur champ électrique* dirigé suivant O'N' est lui aussi égal à $+(C_\pi + jD_\pi)$. On compose donc d'après les procédés classiques les deux vibrations $(C_\pi + jD_\pi)$ suivant O'N' et $-(C_v + jD_v)$ suivant O'P', dont les valeurs numériques sont données par les tableaux XIV, XV et XVI.

Nous avons effectué les calculs dans le cas d'un écran d'acier et pour la longueur d'onde $0\ \mu\ 540$. Les valeurs obtenues pour ρ et ψ sont inscrites dans le tableau XVII ; l'angle d'incidence i est ici compté *depuis la normale à l'écran*, c'est-à-dire que sur la figure 2, $\varphi_0 = 90^\circ - i$.

On a pu soumettre ces nombres au contrôle de l'expérience

en utilisant l'appareil d'étude des vibrations diffractées : il a suffi d'orienter l'écran d'acier de façon à recevoir dans l'analyseur le faisceau réfléchi sur l'une des faces du tranchant, et de déterminer ρ et ψ exactement comme s'il s'agissait de lumière diffractée. Les résultats, notés dans le tableau XVII, ont été satisfaisants ; les rotations et les ellipticités sont un peu trop faibles aux grandes incidences. Mais la présence de stries (§ 9), qui dépolit la surface de l'acier, dépolarise en partie la lumière réfléchie, et diminue la précision des mesures. Comme les stries disparaissent au voisinage de l'arête, précisément dans la région qui envoie la lumière réfléchie superposée à la lumière diffractée, on peut admettre que *les vibrations réfléchies sont caractérisées d'une manière suffisamment approchée par les nombres théoriques du tableau XVII*, lorsqu'il s'agit de leur application à la diffraction (voir aussi la note ⁽¹⁾ du § 46).

TABLEAU XVII

i	0°	20°	45°	70°	80°	85°	90°
ρ calc.	— 90°	— 89°00'	— 84°11'	— 63°29'	— 30°29'	— 12°04'	0°
ψ calc.	0°	— 1°29'	— 8°15'	— 23°18'	— 26°20'	— 15°31'	0°
ρ obs.	—	— 88°1	— 81°2	— 59°1	— 25°6	— 10°5	0°
ψ obs.	—	— 1°1	— 10°5	— 25°4	— 25°1	— 12°1	0°

40. Aspect du faisceau réfléchi par l'écran. — Dans les expériences sur la diffraction par une lame de rasoir, la trace du faisceau réfléchi visible sur les murs du laboratoire ou sur un écran blanc présente un aspect curieux. Elle est formée de deux courbes qui se coupent à angle droit : l'une d'elles est une portion de droite horizontale, l'autre possède au centre du faisceau une tangente verticale (en supposant

comme à l'ordinaire le faisceau incident horizontal et l'arête verticale). Pour l'incidence normale, cette seconde courbe se réduit à une droite verticale; puis la courbure au centre croît lorsque l'incidence devient oblique, et la courbe prend l'aspect qu'indique la figure 36.

Ce phénomène paraissait au premier abord un peu surprenant, j'en ai recherché l'explication. La ligne lumineuse horizontale résulte évidemment de ce que la région éclairée de l'écran est auprès de l'arête une surface cylindrique à génératrices verticales.

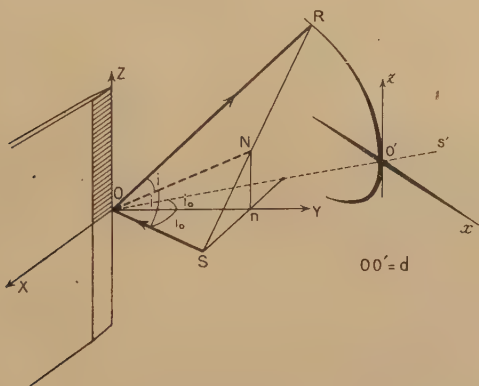


Fig. 36.

Pour expliquer la formation de la seconde courbe, il faut faire appel aux petites stries horizontales que présentent les faces du biseau. Le faisceau incident rencontre une petite région qui contient plusieurs de ces sillons; les normales à l'écran ont une inclinaison sur l'horizontale qui varie à l'intérieur de la surface illuminée, et prennent à peu près toutes les directions dans le plan vertical normal à la direction générale des stries.

On a juxtaposition des effets dus à une seule strie. Et pour une seule strie, le problème est le même que si l'on avait réflexion à la surface d'un fil métallique très fin parallèle à la direction de la strie. Ce problème se traite facilement par

la géométrie analytique : le fil réfléchissant étant OX, le pinceau incident SO, les normales ON à la surface du fil sont réparties dans le plan YOZ perpendiculaire à OX (fig. 36). Les rayons réfléchis se distribuent sur un cône de sommet O, dont on cherchera la section par l'écran $xo'z$ normal au rayon réfléchi horizontal OS' ; si l'on appelle i_0 l'angle d'incidence horizontal SOY et d la distance OO', le calcul montre que la courbe est une conique d'axe $o'x$, tangente à $o'z$, d'équation :

$$(16) \quad z^2 \operatorname{tang}^2 i_0 - x^2(1 - \operatorname{tang}^2 i_0) + 2xd \operatorname{tang} i_0 = 0.$$

Pour $i = 0$, on trouve l'axe $o'z$, pour $i = 45^\circ$ l'équation $z^2 + 2xd = 0$ est celle d'une parabole : deux résultats *a priori* évidents. Enfin, pour une valeur de i quelconque, la courbe correspondant à l'équation (16) est conforme, si on la limite à la portion voisine du point O, à celle que l'on obtient par l'expérience.

CHAPITRE VII

Forme théorique des vibrations diffractées.

41. **Etude en fonction de la déviation.** — Nous avons exposé au chapitre III les résultats de nos mesures concernant la *forme* des vibrations elliptiques diffractées. Au point de vue théorique le problème se traitera en partant des vibrations N et P. A l'incidence (vibration rectiligne orientée à 45° de l'arête) ces deux vibrations sont égales et en phase, dans la lumière diffractée elles ont des amplitudes différentes A_P , A_N , et présentent entre elles une différence de phase ($\Phi_P - \Phi_N$) : leur composition donne une vibration elliptique que l'on comparera aux vibrations analysées expérimentalement.

Les rotations ρ et ellipticités ψ sont soumises aux conventions de signe déjà fixées (§ 8) : les axes OP, ON et O'P', O'N sont ceux de la figure 2. D'après le raisonnement tenu au § 39, il suffira de composer deux vibrations A_P , A_N représentées par les formules (6) à (10) et dirigées respectivement suivant O'P' et O'N'.

Seule la théorie selon Raman et Krishnan conduit à une différence de phase ($\Phi_P - \Phi_N$) différente de zéro : dans le cas de l'écran noir comme dans le cas de l'écran parfaitement réfléchissant, les ellipticités sont nulles. Examinons les rotations : pour l'écran noir elles sont également nulles en théorie, puisque les composantes A_P et A_N restent identiques dans la diffraction (§ 36) : ceci explique la diminution considérable des rotations constatée (tableau V) lorsque l'on noircit un écran d'acier. Pour l'écran parfaitement réfléchis-

sant, les résultats sont différents selon la forme géométrique qu'on lui assigne.

Le *demi-plan infiniment mince* (ou coin d'angle nul) conduit (expression 6) à :

$$\operatorname{tang} (\pi/4 - \rho) = \frac{A_P}{A_N} = \frac{\sin (D/2 + \varphi_0) - \sin D/2}{\sin (D/2 + \varphi_0) + \sin D/2},$$

puisque $D = \varphi - \varphi_0 - \pi$.

Pour l'*incidence normale* on a $\varphi_0 = \pi/2$, d'où le résultat simple $\rho = D/2$.

L'*écran en forme de coin* conduit à une expression plus compliquée qui découle de la formule (9); comme pour le cas du demi-plan, la rotation croît depuis zéro, pour $D = 0$, et atteint 45° lorsque le rayon diffracté longe la surface de l'écran ($D = \chi - \frac{3\pi}{2}$). Nous donnons dans le tableau XVIII les résultats du calcul pour $2\pi - \chi = 16^\circ$ et sous l'incidence normale.

Enfin, si l'on suppose l'écran arrondi en forme de cylindre parabolique, et toujours parfaitement réfléchissant, les calculs d'Epstein (§ 6) fournissent des valeurs un peu inférieures à celles de Poincaré.

TABLEAU XVIII

Rotations théoriques ρ pour l'incidence normale, dans l'ombre géométrique.

D (degrés)	0	10	20	30	40	50	60	74	90
Sommerfeld demi-plan (coin de 0°)	0	5°	10	15	20	25	30	37	45
Poincaré (coin de 16°)	0	5°7	11,6	17,6	23,7	29,9	36,2	45,0	
Epstein cylindre parabolique)	0	5°2	11,2	17,4	23,2	28,4	32,8	—	—

TABLEAU XIX

Coin de 16° en acier (Poincaré-Raman)	D	— 27°0'	— 26°0'	— 24°0'	— 22°0'	— 20°0'	— 18°0'	— 16°0'
	ρ	— 14°30'4"	— 138°08'	— 126°24'	— 114°06'	— 101°53'	— 90°0'	— 78°15'
	ψ	+ 11°22'	+ 11°47'	+ 11°22'	+ 9°03'	+ 5°01'	0	4°57'
	D	— 14°0'	— 12°0'	— 10°0'	— 8°0'	— 6°0'	— 4°0'	— 2°0'
	ρ	— 66°30'	— 54°48'	— 43°37'	— 33°20'	— 24°05'	— 15°41'	— 7°48'
	ψ	— 8°53'	— 11°13'	— 11°50'	— 10°58'	— 9°03'	— 6°26'	— 3°22'
	D	— 1°0'	0	+ 1°0'	+ 2°0'	+ 4°0'	+ 6°0'	+ 7°4'
	ρ	— 3°54'	0	4°00'	8°09'	17°12'	27°48'	36°26'
	ψ	— 1°41'	0	1°43'	3°31'	6°58'	9°57'	11°22'
Demi-plan en acier (Sommerfeld-Raman)	D	0	10°0'	2°0'	4°0'	6°0'	9°0'	
	ρ	0	3°28'	6°59'	14°18'	22°21'	36°26'	
	ψ	0	1°31'	3°01'	5°56'	8°35'	11°22'	

Lorsque l'écran possède les propriétés réfléchissantes d'un métal l'ellipticité ψ n'est plus nulle, ce qui est en accord avec l'expérience. Comme il est en général taillé en biseau (lames de rasoir), ce sont les valeurs de ρ et ψ calculées d'après la formule (10) (§ 35), avec $2\pi - \chi = 16^\circ$, qu'il faudra confronter avec les résultats des mesures. Ces nombres sont portés

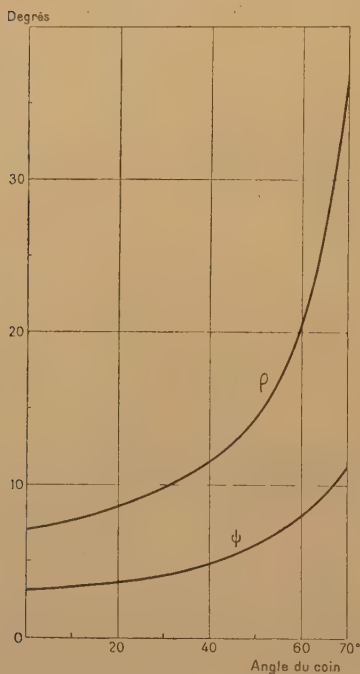


Fig. 37.

bre, les valeurs de ρ et ψ que fournissent des coins en acier d'angle croissant : l'angle du coin est naturellement limité à la valeur 70° , pour laquelle les rayons diffractés sont tangents à la surface du biseau. Le tableau XX et la figure 37 montrent les résultats.

sur le tableau XIX, dans le cas de l'incidence normale et pour un écran d'acier, avec $\lambda = 0 \mu 540$ ($C_\pi + jD_\pi = C_v + jD_v = 0,693 - 0,304 j$). Nous y avons joint, pour comparaison, les nombres correspondant au demi-plan ($2\pi - \chi = 0$) calculés avec les mêmes valeurs des coefficients de réflexion : ils montrent que ρ et ψ augmentent avec l'angle du coin.

Ce dernier résultat est général : pour nous en convaincre nous avons calculé, dans les mêmes conditions, pour une déviation de 20° dans l'om-

TABLEAU XX

Angle du coin	0°	8°	16°	32°	50°	64°	70°
Rotations ρ	6°59'	7°31'	8°09'	10°04'	14°18'	24°50'	36°26'
Ellipticités ψ	3°01'	3°15'	3°31'	4°12'	6°09'	9°03'	11°22'

42. Comparaison avec les résultats expérimentaux. — Revenons sur les résultats obtenus au § 27. Les rotations et ellipticités mesurées *sur les meilleurs écrans d'acier* sont celles

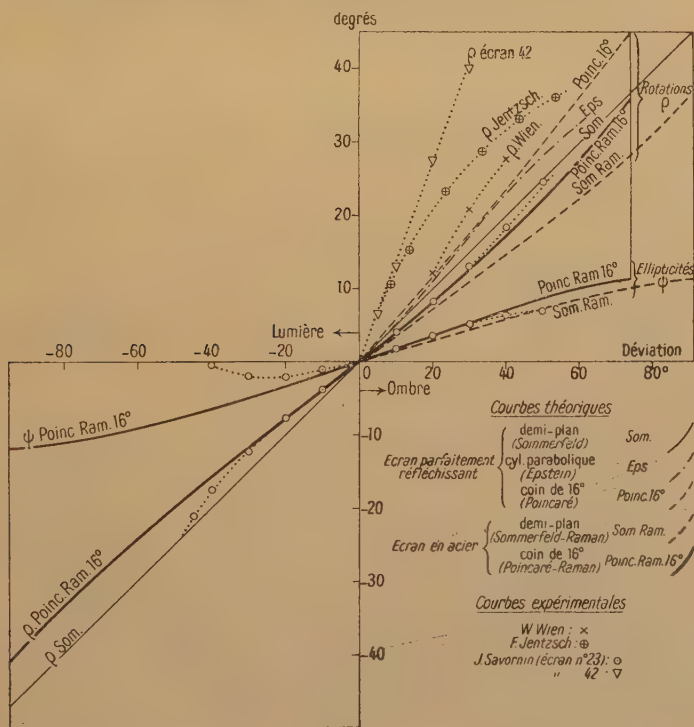


Fig. 38.

que reproduit le tableau VI (lames nos 19 et 23). Si l'on reporte sur un graphique (fig. 38), en fonction de la déviation D , les valeurs de ρ et de ψ correspondant à la lame n° 23

et les courbes qui résultent des théories étudiées au paragraphe précédent, on arrive aux conclusions suivantes :

1° *Pour les rotations ρ* , les valeurs expérimentales *sont en accord avec la théorie de Poincaré-Raman (coin de 16°)* pour des déviations, allant jusqu'à 40° vers l'ombre ou vers la lumière géométriques ; il faut remarquer (§ 27) que pour les déviations plus grandes, la précision des mesures est bien diminuée par suite du manque de lumière (pour $D > + 40^\circ$) ou au contraire à cause de la présence de lumière parasite (pour $D < - 40^\circ$) « diffusée » par la partie arrondie du tranchant (cf. chapitre VIII).

2° *Pour les ellipticités ψ* , l'accord avec la théorie de Poincaré-Raman *est excellent* du côté de l'ombre ; du côté de la lumière, la raison que l'on vient d'invoquer pour les rotations explique la divergence qui se manifeste pour ψ dès que $D < - 20^\circ$.

Les résultats de l'expérience justifient donc pleinement la méthode de Raman et Krishnan : celle-ci est non seulement *la seule à fournir des ellipticités différentes de zéro*, mais de plus les valeurs numériques auxquelles elle conduit sont précisément celles que l'on mesure sur les bons écrans d'acier.

Lorsque l'on émousse le tranchant d'un écran, il est clair que l'effet doit être analogue à celui que crée une augmentation de l'angle du coin ; d'après la figure 37, on doit avoir à la fois *augmentation de ρ et de ψ* . C'est bien ce que l'on constate lorsque l'on arrondit franchement le biseau : l'écran n° 42 (fig. 18, § 27) est ainsi équivalent, aussi bien pour les valeurs de ρ que pour celles de ψ , à un écran d'angle 65° à 70° en forme de coin parfait ; et il est probable en effet qu'un écran au tranchant imparfait peut être assimilé, sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde à partir de l'arête, à un dièdre d'angle assez important, bien supérieur en tout cas à l'angle que l'on mesurerait sur les faces du biseau.

Ces mêmes considérations expliquent les *faibles intensités mesurées aux grandes déviations* (§ 37) : en effet, un écran de 65° ne peut théoriquement plus donner de lumière diffractée au delà de 25° de déviation ; comme le tranchant varie certainement de forme le long de l'arête, on n'a en tout qu'un effet moyen, et la lumière ne cesse pas brusquement pour cette déviation, mais diminue au contraire progressivement d'intensité.

Les moindres aspérités du biseau influent d'autant plus sur la lumière diffractée que les rayons examinés sont plus rapprochés de la surface de l'écran, c'est-à-dire que la déviation est plus grande. On doit ainsi s'attendre à un écart progressif de ρ et de ψ avec les valeurs théoriques lorsque D croît : c'est bien le cas des résultats expérimentaux reproduits sur la figure 38.

Les recherches expérimentales antérieures d'autres auteurs avaient toujours fourni des *rotations trop grandes* : d'après ce que l'on vient de voir, la *divergence s'explique par l'imperfection des écrans utilisés*. La figure 38 porte les valeurs mesurées par W. Wien [51] ⁽¹⁾ et par F. Jentzsch [19] ; bien que très grandes, les rotations indiquées par ce dernier auteur sont encore inférieures à celles de notre lame n° 42 et assimilent l'écran employé à un coin d'angle 60° .

43. Etude théorique en fonction de l'incidence. — Pour nous conformer aux conditions de l'étude expérimentale, nous laisserons l'angle de déviation fixe, et égal à 20° .

Si l'on suppose l'écran parfaitement réfléchissant et en forme de coin, on montre facilement sur la formule (9) que la courbe des rotations en fonction de φ_0 est symétrique par rapport à la valeur $\varphi_0 = \frac{1}{2}(\chi - \pi - D)$; ce qui donne $\varphi_0 = 80^\circ$

(1) W. Wien donne dans son Mémoire les angles γ que font les vibrations lumineuses diffractées avec l'arête de l'écran ; les rotations ρ s'en déduisent par : $\rho = \gamma - \frac{\pi}{4}$.

TABLEAU XXI

	φ°	0°	20	40	70	80	90	120	140	160
Ecran parfaitement réfléchissant ($\psi = 0$)	demi-plan (Sommerfeld)	ρ	45°0	19,3	12,7	10,0	9,8	10,0	12,7	19,3
	coin de 16° (Poincaré)	φ°	0°0	9	20	45	72	90	99	135
		ρ	45°0	28,2	19,4	12,5	10,9	11,6	12,5	28,2
Ecran en acier	coin de 16° (Poincaré-Raman)	φ°	5°	20	45	70	90	110	135	
		ρ	21°15'	12°52'	8°52'	7°42'	8°09'	10°10'	21°50'	
		ψ	16°17'	5°38'	3°45'	3°18'	3°31'	4°20'	7°48'	

pour un angle $2\pi - \chi = 0$ (cas du demi-plan), et $\varphi_0 = 72^\circ$ pour un coin d'angle $2\pi - \chi = 16^\circ$. Les résultats du calcul des rotations sont groupés dans le tableau XXI, comprenant également les valeurs de ρ et ψ relatives à la formule (10) de Poincaré-Raman, pour un coin d'acier et la longueur d'onde $0 \mu 540$.

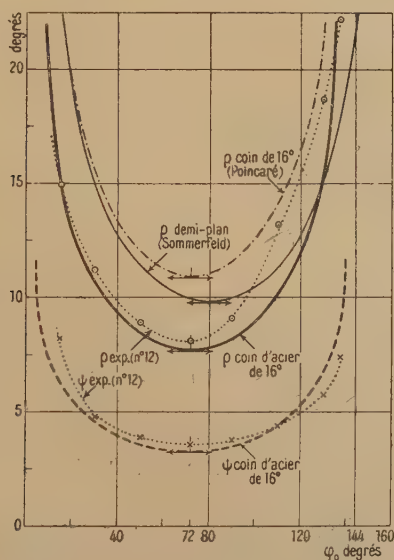


Fig. 39.

Les courbes correspondantes (fig. 39) montrent que la symétrie des rotations est à peu près conservée lorsque l'on passe du réflecteur parfait à l'écran qui possède les propriétés optiques d'un métal; les valeurs absolues sont un peu diminuées. Quant aux ellipticités ψ , elles présentent la même symétrie que les rotations ⁽¹⁾.

(1) En réalité, la symétrie des courbes est presque complète tant que l'on ne s'écarte pas trop des valeurs minima de ρ et de ψ . La dissymétrie apparaît lorsque les rayons incidents ou les rayons diffractés deviennent rasants (φ_0 tendant vers zéro ou vers 144°).

L'analogie avec les courbes expérimentales (fig. 20, § 28) est évidente; en particulier, la figure 39 montre que les mesures effectuées sur la lame n° 12 *concordent ici encore avec la théorie de Poincaré-Raman*. Si les mesures montrent parfois une dissymétrie complète des courbes qui déplace leur minimum jusque vers $\varphi_0 = 90^\circ$ ou 100° , alors que théoriquement ce minimum doit rester inférieur à 80° , c'est que *tout se passe* (à cause de la forme irrégulière du tranchant) *comme si l'angle du coin variait avec φ_0* .

On peut concevoir que, traçant sur la figure 20 le réseau des courbes Poincaré-Raman pour les divers angles χ , on attribue une valeur de χ à chaque valeur de φ_0 sur les courbes ρ et ψ correspondant à l'écran étudié. A mesure que la figure SOM contournerait la surface de l'écran (fig. 21), la région diffringente « utile » serait équivalente à un dièdre d'angle $2\pi - \chi$ dont on suivrait pas à pas la valeur : *ainsi serait réalisée l'exploration optique de la forme des arêtes aigües, dont on a parlé au paragraphe 28* ⁽¹⁾.

Le cas des écrans noirs conduit en théorie à des ellipticités ψ et à des rotations ρ constamment nulles, quel que soit l'angle φ_0 (cf. § 41).

44. Etude théorique en fonction de la longueur d'onde. — Lorsque seule la longueur d'onde varie, il n'y a que la modification des propriétés optiques du métal qui puisse changer la forme des vibrations diffractées. Ainsi, l'on ne pourra espérer interpréter les résultats expérimentaux décrits au paragraphe 29 que par la méthode de Raman et Krishnan.

⁽¹⁾ Cette méthode séduisante conduirait en pratique à des difficultés : d'abord, travail considérable pour calculer toutes les courbes théoriques; ensuite, la portion d'aire sur le biseau qui intervient dans la diffraction a des dimensions inconnues : est-elle de l'ordre de la longueur d'onde ou nettement inférieure? Remarquons en passant qu'il faudrait utiliser les courbes (ρ) et non les courbes (ψ), les ellipticités étant modifiées de façon irrégulière par les petites altérations du tranchant (§ 27).

Supposant l'écran en forme d'un coin de 16° , on remplacera dans l'expression (10) (§ 35) $C_{\pi,\nu} + jD_{\pi,\nu}$ par sa valeur extraite des tableaux XIV à XVI (§ 38) et l'on en déduira ρ et ψ pour les différentes longueurs d'onde du spectre visible. Nous avons déterminé par cette méthode la forme théorique des vibrations diffractées dans le cas d'un écran en acier, en or, en cuivre ou en argent (tableau XXII), l'angle d'incidence φ_0 étant de 135° (valeur adoptée, comme on le sait, au cours des mesures).

Les courbes représentant ρ et ψ (fig. 40) sont tout à fait analogues aux courbes expérimentales (fig. 23 et 24, § 29). On retrouve dans le cas de l'or et du cuivre le point d'inflexion de la

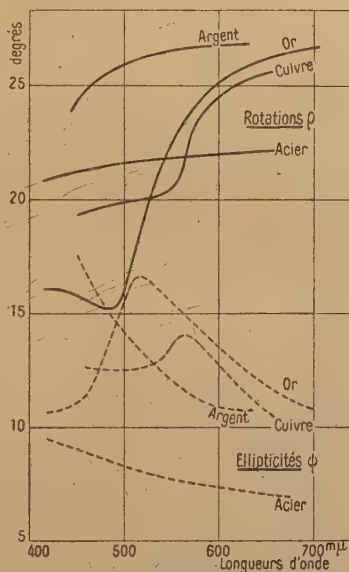


Fig. 40.

courbe des rotations, obtenu pour la même longueur d'onde λ qu'un maximum de l'ellipticité ; comme nous l'avons écrit au paragraphe 29, cette valeur remarquable de λ varie un peu pour un même métal selon les écrans : résultat que nous pouvons maintenant interpréter par la variation des propriétés optiques du métal d'un échantillon à l'autre. Et, d'un autre côté, les valeurs absolues de ρ et de ψ dépendent de la forme du biseau. Ainsi, seule l'allure des courbes est à considérer : à ce point de vue, on peut dire que l'accord est complet entre la théorie et l'expérience.

TABLEAU XXII

Longueur d'onde $\lambda_{m\mu}$	Ecran en forme de coin de 16°							
	Acier		Or		Cuivre		Argent	
	ρ	ψ	ρ	ψ	ρ	ψ	ρ	ψ
420	20°56'	9°26'	16°04'	10°39'	—	—	—	—
450	—	—	—	—	—	—	24°06'	17°32'
460	21°18'	8°58'	15°36'	11°21'	19°19'	12°39'	—	—
500	21°32'	8°16'	15°56'	15°34'	19°51'	12°32'	25°59'	14°08'
520	—	—	19°04'	16°36'	—	—	—	—
540	21°50'	7°48'	21°46'	15°53'	20°16'	12°58'	—	—
550	—	—	—	—	—	—	26°25'	12°21'
560	—	—	—	—	21°01'	13°59'	—	—
580	21°56'	7°28'	24°22'	14°23'	23°40'	13°34'	—	—
589	—	—	—	—	—	—	26°48'	10°59'
600	—	—	—	—	24°30'	12°45'	—	—
620	22°04'	7°15'	25°43'	12°46'	25°05'	11°50'	—	—
630	—	—	—	—	—	—	26°52'	10°44'
660	22°11'	7°00'	26°17'	11°32'	25°38'	10°28'	—	—
700	—	—	26°42'	10°48'	—	—	—	—

On ne manquera pas de remarquer l'analogie des courbes de la figure 40 avec celles qui interviennent dans l'étude du *pouvoir rotatoire* d'une substance absorbante douée de dichroïsme circulaire (effet Cotton). Pour ce phénomène, comme pour la diffraction éloignée, les points remarquables des courbes (maximum pour ψ , coïncidant avec un point d'inflexion pour ρ) se rattachent aux propriétés optiques du corps : dans la diffraction, les longueurs d'onde correspondantes ($0\mu 51$ pour l'or, $0\mu 56$ pour le cuivre) sont voisines de celles des bandes de transmission du métal (minimum pour x , point d'inflexion pour y). Mais les courbes de la figure 40 supposent essentiellement que la vibration incidente est orientée à 45° de l'arête : s'il en était autrement, les composantes P et N ne seraient plus égales en amplitude dans la lumière incidente, et les résultats seraient complètement changés : en particulier, une vibration incidente orientée parallèlement ou perpendiculairement à l'arête conduirait

évidemment à des rotations et à des ellipticités constamment nulles.

L'influence des propriétés réfléchissantes du métal sur la diffraction apparaît de façon particulièrement nette si l'on compare *les courbes de rotation* à celles qui représentent *le pouvoir réflecteur sous l'incidence normale*; celui-ci est donné par l'expression $R^2 = \frac{(1 - \nu)^2 + \kappa^2}{(1 + \nu)^2 + \kappa^2}$, et peut se déduire des courbes tracées sur les figures 34 et 35 (cf. § 38); nous avons porté R^2 en fonction de λ sur la figure 41. On remarque ici encore les points d'inflexion à tangente presque verticale, pour l'or et pour le cuivre, et la croissance régulière des courbes dans le cas de l'acier et de l'argent.

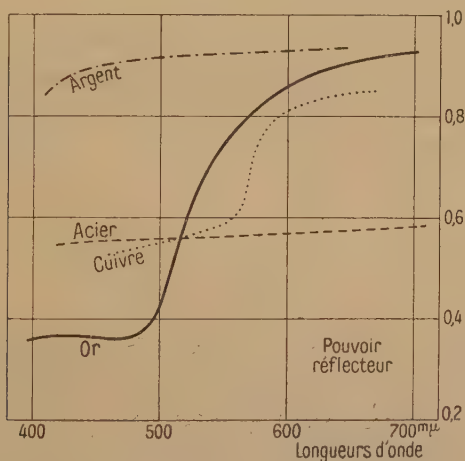


Fig. 41.

Revenant à ce propos sur les intensités diffractées, nous rendrons compte sur une dernière figure des différences de coloration que l'on observe sur les deux composantes P et N, lorsque l'on opère en lumière blanche (Gouy). Dans le calcul des intensités en fonction de λ , on ne peut plus négliger le

TABLEAU XXIII

Intensités I en fonction de la longueur d'onde
(Unités arbitraires).

Longueur d'onde λ	Or		Cuivre		Acier	
	N	P	N	P	N	P
42	18,0	6,07	—	—	21,55	4,87
46	19,3	6,83	21,55	5,98	24,0	5,19
50	20,40	7,70	23,83	6,36	26,50	5,52
52	23,0	7,33	—	—	—	—
54	26,3	6,90	26,05	6,83	28,95	5,82
56	—	—	27,3	7,02	—	—
58	31,05	6,38	31,25	6,53	31,4	6,2
60	—	—	33,55	6,36	—	—
62	35,85	6,18	36,13	6,29	33,53	6,53
66	40,45	6,29	39,82	6,26	36,1	6,92
70	44,03	6,39	—	—	—	—

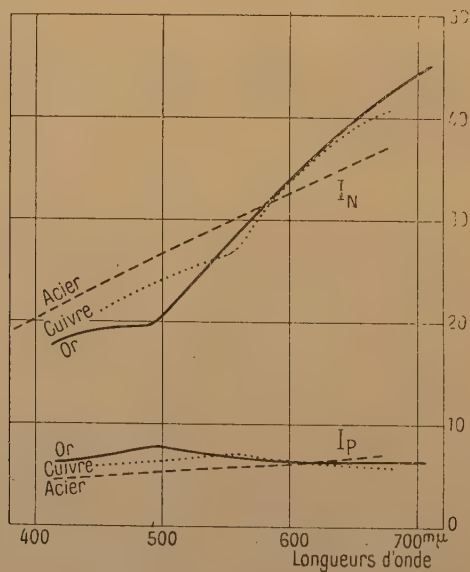


Fig. 42.

facteur λ provenant du terme $\sqrt{\lambda/r}$ de l'expression (9) (cf. § 35), comme on l'avait fait pour établir le tableau XII. Nous avons donc multiplié par λ , exprimé en microns, les nombres I_P et I_N obtenus en partant de l'expression (10). Le tableau XXIII et la figure 42 montrent que I_P ne dépend sensiblement pas de λ : *la vibration P doit être à peu près blanche*. Au contraire I_N varie avec λ selon une loi analogue à celle que suit le pouvoir réflecteur R^2 : *la vibration N doit être fortement colorée, de la teinte que présente le métal vu par réflexion*. On retrouve là les deux résultats établis expérimentalement par Gouy.

Il est intéressant de remarquer que cet accord de la méthode de Raman et Krishnan avec les résultats de l'expérience ne se limite pas aux phénomènes de diffraction éloignée : cette même méthode a été employée avec succès par B. Eichstädt en 1936 [10] pour expliquer les effets de polarisation qui interviennent dans la diffraction par des fils fins de quartz argenté.

CHAPITRE VIII

Rôle de la lumière réfléchie ou diffusée.

45. **Existence de la lumière diffusée.** — L'étude théorique a montré que les courbes représentant ρ en fonction de D doivent être presque exactement symétriques par rapport à l'origine (fig. 38, § 41). Or, pour les grandes déviations lorsque l'écran est aigu, pour des déviations plus faibles lorsque l'écran est arrondi, l'expérience montre une *augmentation considérable des rotations* du côté de la lumière géométrique ($D < 0$). Ce résultat s'interprète par l'apparition de *lumière polarisée*, qui augmente l'écart entre les intensités des vibrations diffractées P et N.

En général, la différence croissante de valeur entre I_P et I_N n'apparaît pas au cours de l'étude des intensités diffractées (cf. § 31 et fig. 26, écrans n^{os} 38 et 42); on constate seulement que les deux composantes ont des valeurs trop grandes du côté des déviations négatives : il faut conclure à la présence de *lumière dépolarisée*, qui augmente simultanément P et N. On peut en effet mettre en évidence la lumière dépolarisée en examinant l'écran diffringent à travers un microscope muni d'un nicol analyseur : dans les cas N et P, où l'ellipticité est nulle, on ne peut pas éteindre entièrement avec le nicol la ligne lumineuse que forme l'arête si on l'examine du côté de la lumière géométrique. D'autre part, si des grains de poussière se trouvent sur l'arête, leur éclat ne varie pas lorsque l'on tourne le nicol.

C'est à la *diffusion* par les dentelures et autres irrégula-

rités de l'arête, ainsi qu'à la *réflexion* par le bord toujours un peu arrondi du biseau, qu'il faut attribuer la lumière parasite. Nous savons déjà (§ 31) que le terme de « réflexion » est en réalité très impropre, puisque la portion de surface de l'écran qui a l'orientation convenable pour renvoyer la lumière dans la direction OM (fig. 43) est très étroite tant que l'angle de déviation n'est pas grand : cette surface *diffuse* sans doute la lumière dans toutes les directions, avec maximum plus ou moins marqué dans la direction de réflexion régulière.

En ce qui concerne la *lumière dépolarisée*, si l'on compare entre elles les figures 26 et 32 on voit que cette lumière diminue en intensité lorsque la déviation diminue : en effet, la théorie indique que pour la déviation $+D$ les intensités I_P , I_N doivent être respectivement presque égales aux intensités I_N , I_P mesurées sous la déviation $-D$; ce résultat se vérifie sur les lames neuves dès que $|D|$ devient inférieure à 20 degrés, montrant que la lumière diffractée intervient alors seule. Pour les lames arrondies (n° 42), les intensités décroissent avec $|D|$ dans la région de la lumière géométrique, jusqu'à la limite des expériences permises par le montage ($D=16^\circ$); mais il est certain que lorsque $|D|$ diminue davantage les intensités augmentent, puisque l'on se rapproche de la direction de propagation de la lumière directe : les courbes que l'on peut tracer par continuité (en pointillé sur la figure 26) vérifient la symétrie entre les courbes I_P et I_N qu'indique la théorie, par rapport à l'axe $D=0$.

Ainsi, dès que la déviation devient inférieure à 20° , la lumière dépolarisée ne peut plus être mise en évidence sur les écrans aigus. Et l'examen au microscope montre qu'il en est de même pour les écrans arrondis, lorsque D devient inférieur à une dizaine de degrés.

46. Intensité de la lumière diffusée en fonction de la déviation. — Occupons-nous maintenant de la *lumière parasite*

polarisée. La lumière incidente tombant normalement sur l'écran, lorsque la déviation se rapprochera de -180° on recevra de la lumière réfléchie par la première face du biseau : avec les axes choisis, les rotations mesurées doivent tendre vers -90° . C'est bien ce qu'indique le tableau VI (lame n° 19), et ce résultat suggère une comparaison entre les courbes ρ et ψ mesurées et celles que l'on obtiendrait si l'on observait uniquement de la lumière réfléchie.

Supposons donc que la lumière parasite polarisée ren-

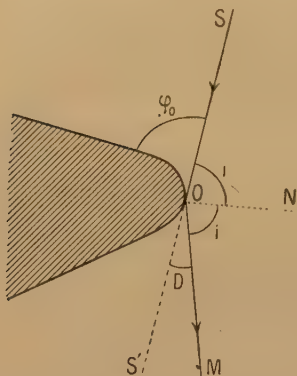


Fig. 43.

voyée par la partie arrondie du biseau suive les lois de la réflexion métallique. Comme l'indique schématiquement la figure 43, la lumière reçue suivant OM a rencontré la surface de l'écran sous l'angle d'incidence $\widehat{SON} = i = \pi/2 - D/2$: pour déterminer la forme de la vibration réfléchie, nous imaginons un miroir d'acier (de dimensions supérieures à la longueur d'onde) nor-

mal en O à ON, qui reçoit la vibration incidente rectiligne, inclinée de 45° sur l'arête. La vibration elliptique réfléchie est définie, comme la vibration diffractée, par des angles ρ et ψ ; ceux-ci ont été calculés au paragraphe 39 (tableau XVII) : pour chaque angle de déviation D , l'angle i correspondant est déterminé par la relation $i = \pi/2 - D/2$.

On trouvera sur la figure 44 les courbes théoriques ρ et ψ correspondant ainsi à la lumière réfléchie seule, et celles qui correspondent à la diffraction « pure » d'après la théorie de Raman (coin d'acier de 16°). Les rotations réellement observées sur un écran d'acier bien aiguë (écran n° 19) montrent d'une façon saisissante le passage progressif de la diffraction

pure ($|D| < 10^\circ$) à la réflexion pure ($|D| > 120^\circ$). En ce qui concerne les ellipticités, elles sont affectées par la lumière dépolarisée, et l'on ne doit pas tenir compte de leur valeur numérique (cf. fig. 18, § 27).

Il résulte de cette étude que *la lumière parasite polarisée, elle aussi, n'intervient pratiquement plus pour les déviations inférieures à 8° ou 10° .*

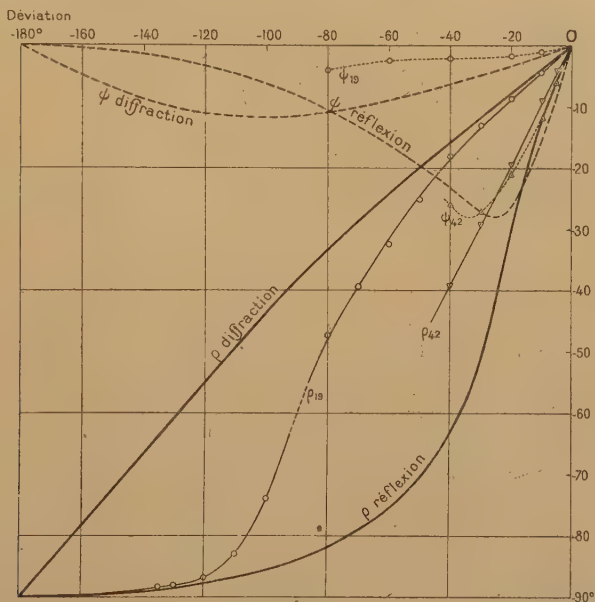


Fig. 44.

Pour l'écran arrondi n° 42, les rotations et ellipticités ont exactement la même allure que dans la réflexion : résultat auquel on devait s'attendre, la réflexion prenant d'autant plus d'importance que la surface qui lui est offerte est plus grande ⁽¹⁾. Mais on ne doit pas conclure à une prépondérance

⁽¹⁾ Remarquons que cette analogie avec les courbes théoriques relatives à la lumière réfléchie montre ici encore (cf. § 39) que les constantes optiques choisies représentent de façon suffisamment approchée les propriétés réfléchissantes des lames d'acier utilisées.

de la réflexion sur la diffraction aux faibles déviations : en effet, les grandes rotations mesurées dans la région de l'ombre elle-même (fig. 18, § 27) montrent que la courbe ρ de la diffraction pure est elle aussi beaucoup plus inclinée pour cette lame arrondie que pour le coin de 16° qui a servi à construire la courbe théorique.

En s'appuyant sur les mesures effectuées sur un écran d'acier aussi parfait que possible, on peut chercher pour une déviation donnée, $D = -10^\circ$ par exemple, *quelle est la proportion de lumière réfléchie qui s'ajoute à la lumière diffractée.*

Il suffit de composer la vibration elliptique diffractée et la vibration réfléchie (correspondant à $i = 85^\circ$), qui ont respectivement pour composantes sur les deux axes $O'N'$, $O'P'$ cf. fig. 2, § 8) :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_d = \sin \alpha \cos(\omega t + \Phi_1) \\ N_d = \cos \alpha \cos(\omega t + \Phi_2) \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} P_r = R \sin \beta \cos(\omega t + \Psi_1) \\ N_r = R \cos \beta \cos(\omega t + \Psi_2) \end{array} \right.$$

pour obtenir la vibration résultante correspondant à une intensité réfléchie égale à R^2 , l'intensité de la lumière diffractée étant prise pour unité. On prendra pour longueur d'onde $\lambda = 0 \mu 540$.

On donnera à α et à β des valeurs telles que les rapports des intensités théoriques P et N soient respectés : $\tan \alpha = I_P/I_N = 137,1/104,3$ d'après le tableau XII (§ 35) et

$$\tan \beta = \frac{C_v^2 + D_v^2}{C_\pi^2 + D_\pi^2} = 0,976/0,677 \text{ d'après les valeurs tirées du}$$

tableau XV, § 38 ($i = 85^\circ$). On trouve ainsi $\alpha = 48^\circ 54'$, $\beta = 55^\circ 15'$. Φ_1 et Φ_2 sont les phases par rapport à la vibration incidente : $\Phi_1 = \Phi_N + 135^\circ$, $\Phi_2 = \Phi_N + 135^\circ$ d'après ce que l'on a vu au paragraphe 35 ; Φ_P et Φ_N figurent au tableau XII. Ψ_1 et Ψ_2 sont les phases des vibrations réfléchies P_r et N_r : sur les axes $O'P'$ et $O'N'$, ces vibrations réfléchies sont représentées par $-(C_v + jD_v)$ et $+(C_\pi + jD_\pi)$ (cf. § 39), et les

phases cherchées sont égales respectivement à $\Psi_1 = \Phi_v = 177^\circ 57'$ et à $\Psi_2 = \Phi_\pi + 180^\circ = 211^\circ 20'$, Φ_v et Φ_π étant les angles mesurés sur la figure 34 pour $i = 85^\circ$.

Il est évident sur la figure 44 que pour $D = -10^\circ$ la proportion de lumière réfléchie est très faible. J'ai donc effectué les calculs en prenant successivement $R^2 = 1/1000$, $1/100$ et $1/20$; on trouve que les rotations et les ellipticités sont augmentées en valeur absolue par l'effet de la lumière réfléchie, et de quantités égales respectivement à :

$$\Delta\rho = 26', 1^\circ 28' \text{ et } 2^\circ 58', \quad \Delta\psi = 5', 13' \text{ et } 50'.$$

Or, l'écran qui se rapproche le plus du coin parfait de 16° est le n° 23 (tableau VI), qui donne $\rho = 3^\circ 1'$ pour $D = -10^\circ$, au lieu de la valeur théorique $-3^\circ 54'$. L'écart de $0^\circ 2$, si on l'attribuait à de la lumière réfléchie selon les lois de la réflexion métallique, montre que la proportion de cette dernière serait inférieure au millième dans la lumière reçue par l'analyseur. donnent (e

Lorsque la déviation diminue, l'angle d'incidence de la lumière réfléchie augmente jusqu'à 90° , et l'on pourrait penser que la réflexion devient prépondérante : le résultat que l'on a établi s'explique alors au contraire par la diminution considérable de l'aire réfléchissante.

Remarquons que, d'après le paragraphe précédent, la proportion de lumière dépolarisée doit être également du même ordre de grandeur. Dans l'examen de la diffraction par le bord rectiligne d'un écran, l'intervalle angulaire où l'on aperçoit les franges ne dépasse jamais 1° à 2° : on peut affirmer que la lumière diffusée y est tellement peu intense relativement à la lumière diffractée qu'elle ne peut jouer aucun rôle.

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

Le présent travail comprend l'étude de la diffraction de la lumière sous de grands angles, par le bord rectiligne aigu d'un écran métallique.

Au point de vue expérimental, j'ai vérifié d'abord que, lorsqu'un pinceau de rayons lumineux est reçu par l'arête de l'écran, la lumière diffractée se répartit sur un cône de révolution ayant l'arête pour axe, et contenant le prolongement des rayons incidents. Dans ce qui suit, le pinceau incident est toujours pris normal à l'arête verticale.

J'ai construit ensuite un analyseur des vibrations diffractées, et étudié la forme de ces vibrations lorsque la lumière incidente est rectilignement polarisée et vibre à 45° de l'arête ; les rayons incidents ne sont que légèrement convergents ($2^\circ 3'$). La lumière diffractée est toujours une vibration elliptique, dont le grand axe fait un angle ρ (« rotation ») avec la direction primitive inclinée de 45° sur l'arête, l'ellipticité de la vibration est ψ .

Pour des rayons incidents normaux à la première face du biseau de l'écran, *les angles ρ et ψ augmentent toujours avec la « déviation »* (angle des rayons diffractés avec les rayons incidents), mais changent de signe quand on passe de la région de l'ombre géométrique à celle de la lumière. *A déviation égale, les rotations augmentent régulièrement* lorsque l'on émousse progressivement le tranchant, *les ellipticités* croissent ou décroissent au début, puis *augmentent* franchement lorsque le tranchant s'arrondit. Les rotations données par des lames d'acier neuves sont bien inférieures à celles que d'autres auteurs avaient mesurées, mais une diminution de la qualité du biseau permet de retrouver

des valeurs comparables aux leurs, et même supérieures.

Par contre, *une diminution du pouvoir réflecteur de l'écran* (noircissement de l'acier par un procédé chimique) *amoindrit considérablement les rotations.*

L'étude en fonction de l'angle d'incidence φ_0 de la lumière sur l'écran, effectuée sous la déviation constante de 20° vers l'ombre, conduit à des courbes $\rho(\varphi_0)$ et $\psi(\varphi_0)$ dont l'allure dépend essentiellement de la forme du tranchant. Avec un écran au bord arrondi à dessein, ρ et ψ ne dépendent plus guère de φ_0 : résultat qui était à prévoir, puisque les conditions expérimentales ne changent pas lorsque φ_0 varie, si la portion utile de l'écran est assimilable à un cylindre de révolution.

J'ai ensuite examiné l'influence de la longueur d'onde, en opérant à déviation constante (20° vers l'ombre) avec des écrans d'acier, de cuivre ou d'acier recouvert d'or par projection cathodique ; les courbes obtenues pour ρ et ψ dépendent essentiellement du métal constituant l'écran, et *présentent une forme caractéristique* qui rappelle celle que l'on rencontre dans l'étude de l'effet Cotton.

Au cours d'une autre série d'expériences, j'ai pu mesurer sur un photomètre spécial les *intensités* diffractées, lorsque la vibration rectiligne incidente est parallèle (P) ou normale (N) à l'arête. Les intensités I_P et I_N étudiées en fonction de la déviation décroissent lorsque celle-ci augmente dans l'ombre géométrique. Du côté de la lumière les intensités ont à valeur égale de $|D|$ des valeurs voisines de celles qu'elles possèdent dans l'ombre, tant que la déviation reste inférieure à 5° ou 10° .

Pour expliquer les résultats de l'expérience, j'ai calculé les valeurs des intensités, des rotations et des ellipticités que donnent diverses théories : théorie utilisant la méthode de Kirchhoff (« écran noir »), théorie adoptant le langage de la théorie électromagnétique et supposant l'écran soit parfaite-

ment absorbant, soit parfaitement réfléchissant; enfin, modification tenant compte des *constantes optiques* du métal. Les nécessités du calcul m'ont amené dans ce dernier cas à une représentation graphique intéressante concernant les coefficients de réflexion à la surface des métaux.

La confrontation avec les valeurs numériques expérimentales a montré que la théorie rend parfaitement compte des phénomènes. La méthode de Raman et Krishnan — la seule qui conduise à une vibration diffractée elliptique — interprète en effet avec succès tous les résultats : elle indique en particulier que la forme des courbes ρ, ψ , en fonction de λ correspond aux propriétés réfléchissantes de l'écran.

Revenant sur l'étude expérimentale en fonction de la déviation dans la région de la lumière géométrique, on montre que la lumière polarisée ou dépolarisée introduite par la diffusion sur le bord de l'arête n'intervient que lorsque l'angle de déviation est suffisamment important; même lorsque le bord n'est pas aigu, l'intensité lumineuse réfléchie tend vers zéro avec la déviation, et la théorie permet de donner une limite supérieure de la proportion de lumière réfléchie présente dans la lumière diffractée : elle est inférieure *au millième* pour des déviations de l'ordre de 10° .

D'une façon générale, il résulte de nos recherches que les désaccords constatés précédemment entre théorie et expérience provenaient de l'imperfection des écrans, dont la forme géométrique différait par trop du demi-plan infiniment mince auquel on les assimilait. L'emploi de lames de rasoir taillées industriellement avec une rare précision, l'usage des formules théoriques relatives à l'écran en forme de dièdre aigu, enfin l'introduction dans ces formules des constantes optiques du métal de l'écran, ont montré que les phénomènes de diffraction éloignée étaient justiciables d'une interprétation théorique très satisfaisante.

BIBLIOGRAPHIE

1. E. BLOCH. — *Journ. Phys.*, **7** (1917), 145.
2. G. BRUHAT. — *Ann. Phys.*, **3** (1915), 232.
3. G. BRUHAT. — *Ann. Phys.*, **13** (1920), 25.
4. G. BRUHAT. — *Journ. Phys.*, **2** (1921), 115.
5. G. BRUHAT. — *Traité de Polarimétrie*, Paris (1930).
6. L. CAGNIARD. — *Journ. Phys.*, **6** (1935), 310 et 369.
7. H. S. CARSLAW. — *Proc. Lond. Math. Soc.*, **30** (1899), 121.
8. L. CHAUMONT. — *Thèse de Paris*, 1914 et *Ann. Phys.*, **4** (1915), 61.
9. F. CROZE. — *Ann. Phys.*, **5** (1926), 371.
10. B. EICHSTADT. — *Z. Physik*, **99** (1936), 301.
11. P. S. EPSTEIN. — *Dissert. Munich*, 1914 et *Encycl. Math. Wiss.*, **5** (1915), 511.
12. FIZEAU. — *C. R.*, **52** (1861) et *Ann. Chim. et Phys.*, **63** (1861), 385.
13. GOUY. — *C. R.*, **96** (1883), 697.
14. GOUY. — *C. R.*, **98** (1884), 1573.
15. GOUY. — *C. R.*, **100** (1885), 977.
16. GOUY. — *Ann. Chim. et Phys.*, **8** (1886), 145.
17. HURMUZESCU. — *C. R.*, **114** (1892), 465.
18. W. V. IGNATOWSKY. — *Ann. Physik*, **77** (1925), 589.
19. F. JENTZSCH. — *Ann. Physik*, **84** (1927), 292.
20. A. KALASCHNIKOW. — *Journ. Russ. Phys. Ges.*, **44** (1912), 137.
21. KIRCHHOFF. — *Wied. Ann.*, **18** (1883), 663 et *Vorles. über Math. Optik*, 1891, p. 22.
22. F. KOTTLER. — *Ann. Physik*, **70** (1923), 405.
23. F. KOTTLER. — *Ann. Physik*, **71** (1923), 457.
- 23 bis. J. LARMOR. — *Proc. Lond. Math. Soc.* (1904), 1.
24. E. MAEY. — *Wied. Ann.*, **49** (1893), 69.
- 24 bis. A. LOVE. — *Phil. Trans.*, **197 A** (1901), 1.
25. E. MAEY. — *Ann. Physik*, **73** (1924), 16.
26. R. DE MALLEMANN. — *Journ. Phys.*, **2** (1921), 390.
27. MINOR. — *Ann. Physik*, **10** (1903), 581.
28. K. S. MITRA. — *Phil. Mag.*, **37** (1919), 50.
29. H. POINCARÉ. — *Acta Math.*, **16** (1892), 297.
30. H. POINCARÉ. — *Acta Math.*, **20** (1896), 313.
31. QUINCKE. — *Pogg. Ann.*, **146** (1872), 65 et **149** (1873), 273.
Cf. aussi *Journ. Phys.* (1874).

32. C. V. RAMAN et K. S. KRISHNAN. — *Proc. Roy. Soc.*, **116** (1927), 254.
 33. REICHE. — *Ann. Physik*, **37** (1912), 131.
 34. J. SAVORNIN. — *C. R.*, **198** (1934), 647 et *Bull. Soc. Phys.*, (1934), p. 186.
 35. J. SAVORNIN. — *C. R.*, **199** (1934), 941.
 36. J. SAVORNIN. — *C. R.*, **202** (1936), 935 et *Bull. Soc. Phys.* (1936), p. 84.
 37. J. SAVORNIN. — *Journ. Phys.*, **7** (1936), 434.
 38. J. SAVORNIN. — *Bull. Soc. Phys.* (1936), 161 et *Journ. Phys.*, **8** (1937), 309.
 39. J. SAVORNIN. — *Rev. Opt.*, **16** (1937), 64.
 40. A. SOMMERFELD. — *Gött. Nachr.* (1894), 338 et (1895), 268.
 41. A. SOMMERFELD. — *Math. Ann.*, **47** (1896), 317.
 42. A. SOMMERFELD. — *Proc. Lond. Math. Soc.*, **28** (1897), 395.
 43. A. SOMMERFELD. — *Z. Math. und Phys.*, **46** (1901), 11.
 44. G. STOKES. — *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **9** (1849), 1.
 45. TATE. — *Phys. Rev.*, **34** (1912), 321.
 46. A. Q. TOOL. — *Phys. Rev.*, **31** (1910), 1.
 47. L. B. jr. TUCKERMANN. — *Univers. Nebraska Studies*, **9** (1909), 157.
 48. VOIGT. — *Gött. Nachr.*, 1899, 1.
 49. A. WIEGREFE. — *Dissert. Göttingen* (1912) et *Ann. Physik*, **39** (1912), 449.
 50. A. WIEGREFE. — *Ann. Physik*, **42** (1913), 1241.
 51. W. WIEN. — *Wied. Ann.*, **28** (1886), 117.
 52. F. WOLFERS. — *Journ. Phys.*, **6** (1925), 305.
 53. F. WOLFERS. — *Journ. Phys.*, **5** (1934), 585.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	1
HISTORIQUE	3

PREMIÈRE PARTIE

Etude expérimentale.

CHAPITRE PREMIER. — Généralités. Les écrans utilisés . . .	16
CHAPITRE II. — Répartition de la lumière diffractée dans l'espace	25
CHAPITRE III. — Etude de la forme des vibrations diffractées.	33
Méthodes de mesure.	35
Appareils employés	37
Etude en fonction de la déviation (incidence normale).	52
Etude en fonction de l'angle d'incidence (déviation : 200 vers l'ombre)	62
Etude en fonction de la longueur d'onde (métaux divers)	66
CHAPITRE IV. — Intensité de la lumière diffractée . . .	70

DEUXIÈME PARTIE

Interprétation théorique des résultats.

CHAPITRE V. — Intensité des vibrations diffractées dans les diverses théories.	78
CHAPITRE VI. — Etude des vibrations réfléchies par l'écran.	96
CHAPITRE VII. — Forme théorique des vibrations diffractées.	107
CHAPITRE VIII. — Rôle de la lumière réfléchie ou diffusée	122
RÉSUMÉ ET CONCLUSION	128
BIBLIOGRAPHIE	131

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Application à la chimie
des mesures de dispersion rotatoire.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 29 Avril 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

